

**Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова
Физический факультет**



НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

**ЛОМОНОСОВСКИЕ
ЧТЕНИЯ**

Секция физики

Апрель 2010 года

**СБОРНИК
ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ**

2010

Московский государственный университет
имени М.В. Ломоносова
Физический факультет

НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики

16–25 апреля 2010 года

СБОРНИК ТЕЗИСОВ ДОКЛАДОВ

Москва
Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова
2010

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2010. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ. Сборник тезисов докладов. — М., Физический факультет МГУ, 2010, 232 с.

Сборник тезисов докладов конференции «Ломоносовские чтения» печатается на физическом факультете МГУ уже в десятый раз.

Высокий уровень представляемых на конференцию докладов обусловлен тем, что наиболее глубокие по научному содержанию доклады будут представлены на университетские премии имени М.В. Ломоносова и имени И.И. Шувалова.

В программу конференции также включены доклады, подготовленные на основе недавно защищенных или готовых к защите докторских диссертаций, что позволяет слушателям конференции ознакомиться с самыми актуальными научными исследованиями, проводимыми в стенах физического факультета.

В этом году в программу конференции включены около шестидесяти пяти докладов, которые будут сделаны на заседании восьми подсекций секции «Физика», соавторами этих докладов являются около ста сорока сотрудников, аспирантов и студентов нашего факультета.

Руководство факультета с признательностью встретит любые пожелания по улучшению организации проведения конференции «Ломоносовские чтения».

Сборник составлен научным отделом физического факультета МГУ.

Профессор *В.И. Трухин*, профессор *Н.Н.Сысоев*

Оригинал-макет: издательский отдел физического факультета МГУ

Подписано к печати 26.03.2010 г.
Объем 14,5 п.л. Тираж 110 экз. Заказ

Отпечатано в отделе оперативной печати
физического факультета МГУ

Подсекция:
ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В.А.Макаров, профессор В.В.Михайлин,
профессор А.В.Андреев

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК
ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА,
ЛЕГИРОВАННОГО ЦЕРИЕМ

Ст. науч. сотр. *Васильева Н.В.*, аспирант *Рандошкин И.В.*,
зав.лаб. *Плотниченко В.Г.*, науч. сотр. *Спаский Д.А.*,
ст. науч. сотр. *Колобанов В.Н.*, ст. науч. сотр. *Бушуева Г.В.*,
ст. науч. сотр. *Зиненкова Г.М.*, вед. науч. сотр. *Рандошкин В.В.*

Оптические и люминесцентные свойства наиболее полно исследованы для монокристаллов гранатов, которые используются как активные элементы в твердотельных лазерах. Оптические же свойства гранатовых пленок для лазерной техники, выращиваемых методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), изучены недостаточно. В эпитаксиальных пленках гранатов, легированных ионом Ce^{3+} и выращенных методом ЖФЭ на подложках $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$, $\text{Y}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$, $\text{Y}_3\text{Al}_{3,5}\text{Ga}_{1,5}\text{O}_{12}$ из растворов-расплавов на основе $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$ [1] при возбуждении катодными лучами при комнатной температуре наблюдалась широкополосная желтая полоса люминесценции иона Ce^{3+} . Максимум люминесценции смещался в зависимости от типа подложки и замещения ионов иттрия и алюминия ионами Ga, Gd, Lu, Mg и Si. В частности, замещение иона Al^{3+} на ион Ga^{3+} в $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$ приводит к коротковолновому смещению максимума люминесценции иона церия, а замещение иона Y^{3+} ионом Gd^{3+} приводит к длинноволновому смещению. В работе [2] показано, что пленки, выращенные на подложках $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ граната, легированные ионами Ce^{3+} , имеют быструю кинетику затухания люминесценции (не более 30 нс) и перспективны для создания сцинтилляторов.

При исследовании монокристалла $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}, \text{Er}^{3+}$ было установлено, что в нём люминесценция ионов Ce^{3+} была сильно потушена и эффект сенсibilизации ионов Er^{3+} не наблюдался, но при этом повышалась стойкость кристалла к УФ излучению, что позволило расширить спектр накачки, снизить порог генерации и увеличить КПД генерации [3].

Однако не были исследованы оптические свойства монокристалла $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ при совместном вхождении ионов Ce^{3+} , Bi^{3+} или Pb^{2+} .

В настоящей работе исследования оптического поглощения и люминесценции проводились на эпитаксиальных пленках $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$, выращенных из переохлажденных растворов-расплавов на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$ и $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$ на изоморфных подложках из гадолиний-галлиевого граната с ориентацией (111) методом ЖФЭ на воздухе. Пленки выращивали в платиновых тиглях. Выращено четыре серии пленок из свежеприготовленных растворов-расплавов на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{B}_2\text{O}_3$ с концентрациями оксида церия $\text{C}(\text{CeO}_2)$ и оксида гадолиния $\text{C}(\text{Gd}_2\text{O}_3)$: 0.1 и 4.0 мол.% (I), 0.5 и 4.0 мол.% (II), 1.0 и 4.0 мол.% (III), 1.0 и 6.0 мол.% (IV), соответственно, и одна серия пленок из раствора-расплава на основе $\text{PbO}-\text{B}_2\text{O}_3$ с концентрациями

$C(\text{CeO}_2)$ и $C(\text{Gd}_2\text{O}_3)$: 0.2 и 0.2 мол.% (V). Максимальная толщина выращенных эпитаксиальных пленок составляла 151 мкм, а максимальная скорость роста, наблюдавшаяся в экспериментах, достигала 7.8 мкм/мин.

В спектрах поглощения всех монокристаллических пленок, выращенных из раствора-расплава на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3$ наблюдалась интенсивная полоса поглощения иона Bi^{3+} с максимумом на длине волны 290 нм, соответствующая электронному $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ переходу. Обнаружены также три неинтенсивные широкие полосы поглощения с максимумами на длинах волн 347, 426 и 518 нм (рис.1). Интенсивность полос поглощения на длинах волн 347 и 426 нм увеличивается с повышением концентрации $C(\text{CeO}_2)$ в шихте с 0,1 моль.% до 0,5 моль.% (рис.1, кривые 1 и 2), тогда как интенсивность полосы на 518 нм не менялась.

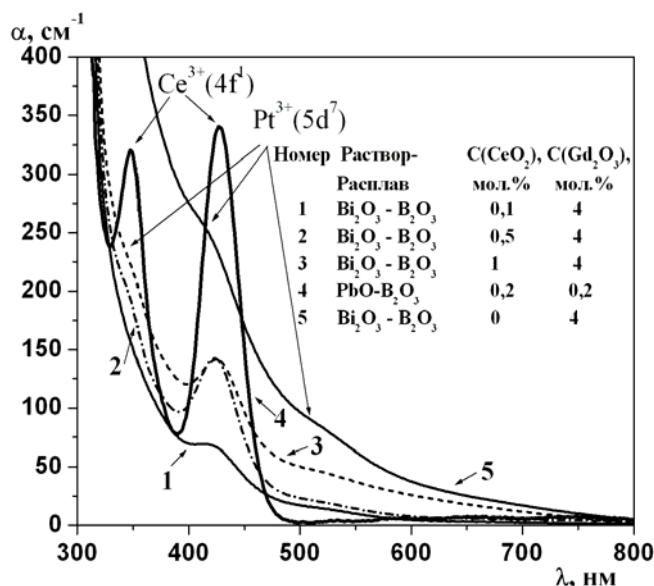


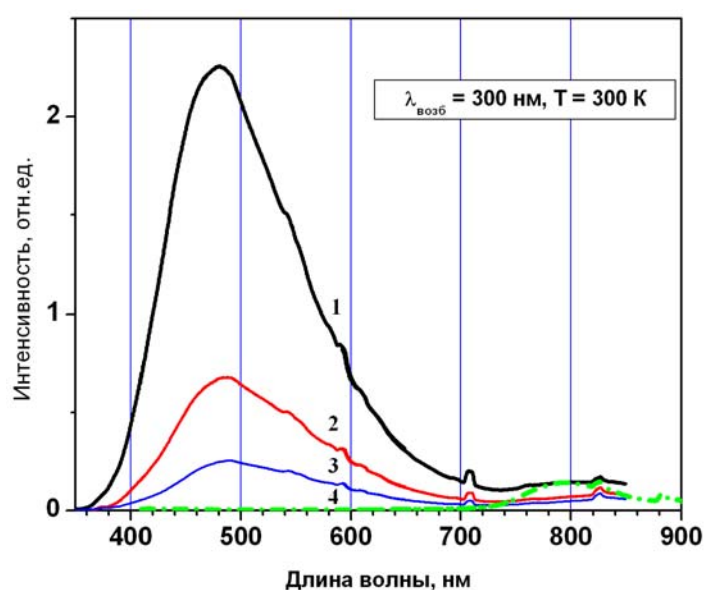
Рис.1. Спектры оптического поглощения пленок $\text{Bi}_{0,17}\text{Gd}_{2,83}\text{Pt}_{0,01}\text{Ga}_{4,99}\text{O}_{12}$ (1), $\text{Bi}_{0,18}\text{Ce}_{0,02}\text{Gd}_{2,81}\text{Pt}_{0,04}\text{Ga}_{4,96}\text{O}_{12}$ (2), $\text{Bi}_{0,15}\text{Ce}_{0,01}\text{Gd}_{2,84}\text{Pt}_{0,01}\text{Ga}_{4,99}\text{O}_{12}$ (3), $(\text{Pb}, \text{Ce}, \text{Gd})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (4) и $\text{Bi}_{0,23}\text{Gd}_{2,80}\text{Ga}_{4,97}\text{O}_{12}$ (5)

Дальнейшее увеличение концентрации оксида церия до 1 моль.% приводило к ослаблению интенсивности полос поглощения на 347 и 426 нм (рис.1, кривая 3). Как показали данные химического анализа, наибольшее содержание церия в пленке, выращенной из раствора-расплава на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3$, достигалось при содержании

оксида церия в шихте 0,5 моль.%. В спектрах поглощения пленок, выращенных из раствора-расплава на основе $\text{PbO-B}_2\text{O}_3$, наблюдалась полоса поглощения ионов Pb^{2+} с максимумом на длине волны 282 нм, соответствующая электронному $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ переходу. Обнаружены также две полосы поглощения на 347 и 426 нм (рис.1, кривая 4). Сравнение спектров поглощения пленок разных составов позволило сделать вывод о том, что во всех пленках присутствуют две линии поглощения иона церия Ce^{3+} , соответствующие разрешенным $4f \rightarrow 5d$ переходам на длинах волн 347 и 426 нм. Наибольшей интенсивности они достигают в пленках, выращенных из свинецсодержащего раствора-расплава. Для сравнения на рис.1 приведен спектр поглощения гадолиний-галлиевой пленки, не содержащей ионы церия, выращенной из раствора-расплава на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3$, кривая 5. Заметны полосы поглощения с максимумами на 343, 423 и 483, которые соответствуют переходам ионов Pt^{3+} [4]. Таким образом, в спектрах поглощения пленок, легированных ионом церия и выращенных из раствора-расплава на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3$, содержатся полосы поглощения как ионов Ce^{3+} , так и Pt^{3+} .

В пленках, выращенных из растворов-расплавов на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3$, при возбуждении на длине волны 300 нм при комнатной температуре, обнаружена люминесценция в видимом диапазоне с максимумом на длине волны 480 нм. Проведено сравнение спектров люминесценции образцов, легированных ионами Ce^{3+} , и пленок, не содержащих этого иона. Сходство формы полос позволило заключить, что за люминесценцию отвечает ион Bi^{3+} , содержащийся в обеих пленках, но легирование церием, сдвинуло её максимум на 10 нм в коротковолновую часть спектра. Причём, при увеличении концентрации церия в пленке (до 0,02 ф.е.), интенсивность люминесценции иона Bi^{3+} снижается (рис. 2), т.е. происходит тушение люминесценции иона Bi^{3+} ионом Ce^{3+} .

Рис.2. Спектры люминесценции пленок, выращенных из раствора-расплава II: $(\text{Bi}, \text{Ce}, \text{Gd})_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (1), $\text{Bi}_{0,15}\text{Ce}_{0,01}\text{Gd}_{2,84}\text{Pt}_{0,01}\text{Ga}_{4,99}\text{O}_{12}$ (2), $\text{Bi}_{0,18}\text{Ce}_{0,02}\text{Gd}_{2,81}\text{Pt}_{0,04}\text{Ga}_{4,96}\text{O}_{12}$ (3), подложка $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (4) при возбуждении 300 нм при комнатной температуре.



В пленках, выращенных из растворов-расплавов системы $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3$, при возбуждении на длине волны 337 нм обнаружена интенсивная широкая полоса люминесценции с максимумом на длине волны 850

нм. Такая же полоса люминесценции обнаружена в пленках, выращенных из висмутсодержащего раствора-расплава без оксида церия в шихте. Такой же характер люминесценции сохранялся и при возбуждении на длине волны 350 нм.

Таким образом, в выращенных пленках не удалось наблюдать люминесценцию иона Ce^{3+} при возбуждении на длинах волн 280, 300, 340 и 430 нм, т.е. в области прозрачности пленки и прямого возбуждения ионов Bi^{3+} и Ce^{3+} как при комнатной, так и при азотной температуре. Не наблюдалась люминесценция иона Ce^{3+} и при возбуждении синхротронным излучением на длинах волн, которые соответствуют фундаментальному поглощению и краю фундаментального поглощения пленок гадолиний-галлиевого граната, легированного церием, выращенных из растворов-расплавов на основе $\text{Bi}_2\text{O}_3\text{-B}_2\text{O}_3$.

Литература

1. Roberson J.M., Van Tol M.W., Smits W.H., Heynen J.P.H. // Philips J. Res., 1981, Vol.36, P. 15-30.
2. Колобанов В.Н., Михайлин В.В., Петровнин Н.Н., Спасский Д.А., Зоренко Ю.В. // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия, 2007, №1, с. 35-37.

3. Дорошенко М.Е., Иванов М.А., Сигачев В.Б., Тимошечкин М.И. // Квантовая электроника, 1992, №7, с. 638-640.

4. Васильева Н.В., Рандошкин В.В., Плотниченко В.Г., Пырков Ю.Н., Колташев В.В., Галстян А.М., Сысоев Н.Н. // Поверхность. 2008, №.1, с. 54-57.

ФОРМИРОВАНИЕ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ЖИДКИХ СРЕДАХ

Науч. сотр. *Заботнов С.В.*, инженер *Перминов П.А.* (РНЦ «Курчатовский институт»), доцент *Головань Л.А.*, зав. кафедрой *Кашикаров П.К.*

Интерес ученых к разработке и исследованию методов получения полупроводниковых наночастиц высокого качества в настоящее время непрерывно стимулируется новыми достижениями использования последних в электронике, оптике и биомедицине. Отдельную нишу в направлении изготовления таких наночастиц занимает кремний. Являясь самым распространённым твердотельным элементом в земной коре, данный материал, благодаря хорошо развитым технологиям его добычи и обработки, занял лидирующую позицию как базовый компонент современных оптоэлектронных устройств, а возможность наноструктурирования кремния позволяет изменять в широких пределах его электронные и оптические свойства [1 – 4].

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по получению кремниевых нанокристаллов методом лазерной абляции в жидких средах и исследованию структурных и оптических свойств порошков и суспензий на основе данных частиц. Физический принцип технологии лазерной абляции заключается в агломерации аблировавших атомов полупроводников в наночастицы за счет торможения в результате столкновений с атомами и молекулами окружающей среды [5]. В случае абляции в жидких буферных средах продукты абляции образуют суспензию химически чистых наночастиц, имеющих сравнительно малую дисперсию по размерам [6]. Неоспоримыми преимуществами лазерной абляции в жидких средах также являются простота процесса, высокая технологическая эффективность, удобство дальнейшего хранения и транспортировки.

Нами были получены наночастицы при облучении пикосекундными лазерными импульсами ($\lambda = 1064$ нм, $\tau = 33$ пс) поверхности монокристаллического кремния, помещённого в жидкие среды: дистиллированную воду, глицерин и жидкий азот. Выбор сред для абляции определялся следующими требованиями к жидкой среде: низкая химическая активность, малое поглощение на длине волны используемого лазерного излучения, невысокая вязкость, чтобы

обеспечить возможность работы магнитной мешалки, используемой для гомогенизации изготавливаемых суспензий непосредственно во время облучения кремниевой мишени. Использование в работе различных веществ позволило изучить влияние среды на распределение наночастиц по размерам (см. рис. 1, полученный по данным атомно-силовой микроскопии).

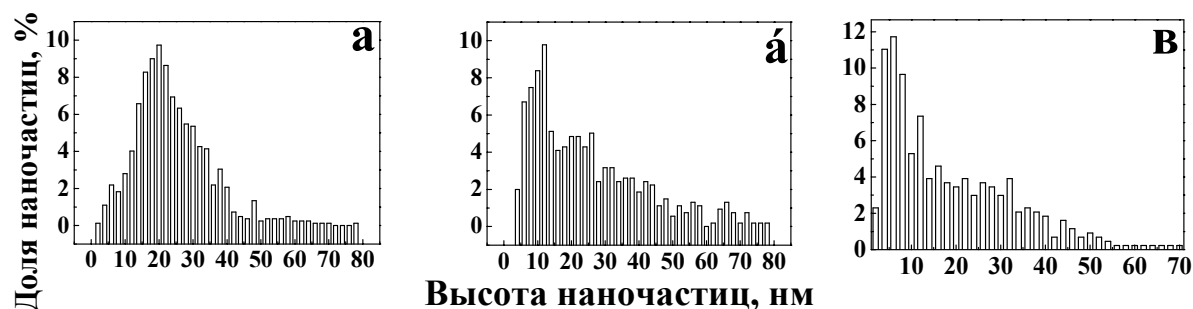


Рис. 1 Гистограммы распределения кремниевых нанокристаллов, сформированных методом лазерной абляции в дистиллированной воде (а), глицерине при температуре 50°C (б) и жидком азоте (в).

Различный вид гистограмм указывает на взаимосвязь между размерами формируемых наночастиц и составом буферной среды, а также ее вязкостью, температурой и давлением паров. Данные атомно-силовой микроскопии указывают также, что сформированные в используемых нами жидких средах частицы имеют сферическую форму.

Анализ спектров комбинационного рассеяния света от изготовленных наночастиц показывает, что вне зависимости от среды, в которой происходила абляция, имеется характерная для монокристаллического кремния линия на частоте около 520 см^{-1} . Линий, соответствующих аморфной фазе кремния или оксидным включениям зарегистрировано не было. Это позволяет сделать вывод о том, что в процессе импульсной лазерной абляции формируются нанокристаллы кремния. Такие нанокристаллы могут быть использованы в качестве фотосенсибилизаторов синглетного кислорода и использоваться при лечении онкологических заболеваний методом фотодинамической терапии [7].

Следует отметить важный факт, что на рисунке 1 представлена выборка наночастиц, имеющих размер до нескольких десятков нанометров. Помимо данных наночастиц имеется фракция с характерным размером несколько сотен нанометров, также обнаруженная методами микроскопии. Данные наночастицы могут представлять интерес как случайно-неоднородные среды, в которых эффективно идет светорассеяние. На рисунке 2 для водной суспензии таких наночастиц представлены спектральные зависимости коэффициентов рассеяния, поглощения и фактора анизотропии (среднего косинуса угла рассеяния) в видимом диапазоне.

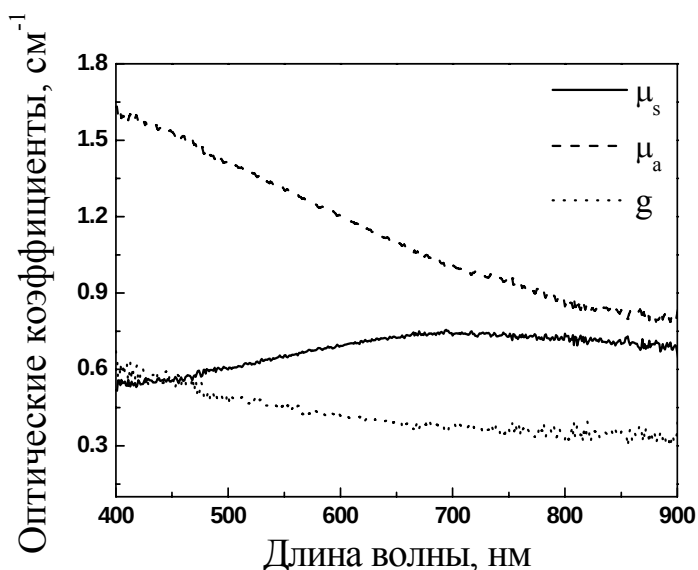


Рис. 2 Зависимости коэффициента рассеяния μ_s , коэффициента поглощения μ_a и фактора анизотропии g для суспензии кремниевых нанокристаллов в воде от длины волны

Как видно из рисунка 2 светорассеяние в суспензии на основе наночастиц, изготовленных методом лазерной абляции имеет нерэлеевский характер: фактор анизотропии изменяется от 0.4 до 0.6. Расчеты по теории Ми подтверждают присутствие наночастиц размером от 10 до 200 нм, что согласуется с данными микроскопии.

Приготовленные суспензии на основе кремниевых нанокристаллов могут быть использованы как эффективно рассеивающие среды для замедления групповых скоростей волновых пакетов или в

качестве контрастирующих агентов в оптической биомедицинской диагностике.

Авторы благодарны А.А. Ежову, И.О. Джунь (Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова) за получение и обработку изображений в сканирующем зондовом микроскопе, М.Ю. Кириллину, Е.А. Сергеевой, П.Д. Агрбе (Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород) – за помощь в проведении экспериментальных и теоретических исследований светорассеяния. Работа была поддержана грантом РФФИ № 09-02-00888-а.

Литература

1. Головань Л.А., Константинова А.Ф, Имангазиева К.Б. и др. // Кристаллография, 2004. т. 49, №.1, с.151.
2. Künzner N., Diener J., Gross E., et al. // Phys. Rev. B, 2005. vol. 71. p. 195304.
3. Степихова М.В., Жигунов Д.М., Шенгуров В.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ, 2005, т. 81, вып. 10, с. 614.
4. Тимошенко В.Ю., Кудрявцев А.А., Осминкина Л.А. и др. // Письма в ЖЭТФ, 2006, т. 83, вып. 9, с. 492.
5. Петров Ю.И. // Физика малых частиц, 1982, Москва: Наука.
6. Kabashin A. V., Meunier M. // J. Phys., 2007, vol. 59, p 354.
7. D. Rioux, M. Laferriere, A. Douplik, et al. // J. Biomed. Opt., 2009, vol. 142, pp. 021010-1 - 021010-5.

ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР КРЕМНИЯ И АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Доцент *Авакянц Л.П.*

Актуальность. В настоящее время кремний и арсенид галлия являются основными материалами микро и оптоэлектроники. Изготовление разнообразных устройств на их основе стало возможным благодаря модификации характеристик материалов с помощью различных технологических воздействий: ионной имплантации, отжига различного типа, легирования и т.д. Выявление особенностей КР, дающих информацию о типе структуры и взаимодействии электронной и фононной подсистем в ионно-легированных кремнии и арсениде галлия, важно для диагностики электрофизических параметров легированных слоев. Особый интерес представляют исследования особенностей КР на связанных фонон-плазменных модах (СФПМ) в полярных полупроводниках. Анализ частоты, ширины и формы линий КР, обусловленных рассеянием на СФПМ, в принципе, позволяет получать информацию об электрофизических свойствах легированного слоя (таких, как концентрация свободных носителей и их подвижность).

Новый этап в развитии полупроводниковой опто- и микроэлектроники связан с применением квантово-размерных гетероструктур, в том числе, дельта-легированных наноструктур, структур с квантовыми ямами и сверхрешеток. Актуальность исследования такого рода структур оптическими методами обусловлена тем, что основные тенденции современной электроники направлены на создание полупроводниковых приборов с размерами порядка нескольких нанометров (в том числе и интегрированных в микросхемы), диагностика которых традиционными методами (например, эффект Холла) оказывается затруднительной. Исследования изменений колебательных и электронных свойств полупроводниковых наноструктур вследствие квантово-размерных эффектов имеют фундаментальный характер и важны для понимания физики локализованных состояний.

Основной целью работы является исследование оптических свойств - спектров КР и ФО в имплантированных слоях и полупроводниковых наноструктурах кремния и арсенида галлия и получение новых знаний об изменении этих свойств при локализации колебательных и электронных состояний (квантово-размерных эффектов).

Для решения поставленных задач в работе были использованы **оптические методы исследования**, такие как спектроскопия комбинационного рассеяния (КР), а также модуляционная спектроскопия фотоотражения (ФО) и другие методы.

Исследование методом КР структурного разупорядочения кремния в процессе ионной имплантации.

Рассмотрены влияние технологических режимов имплантации (дозы, массы и энергии имплантируемых ионов) на спектры КР кремния и возможности

КР по идентификации типа структуры имплантированного слоя, его профиля, пороговой дозы аморфизации, получению количественной оценки степени разупорядочения кристаллической решетки на различных этапах процесса имплантации [1, 2]. Получены спектры КР кристаллов кремния, имплантированных ионами P^+ , Sb^+ , Se^+ , As^+ , B^+ с энергией $E=50$ кэВ в диапазоне доз 10^{12} - 10^{15} $см^{-2}$ и спектры РСКР тех же. Установлено, что, независимо от типа имплантируемых ионов, процесс трансформации спектра КР при последовательном увеличении дозы имплантации осуществляется в три этапа, которым соответствуют три типа структуры приповерхностного слоя, различающиеся степенью нарушения дальнего порядка в кристалле. Причиной изменения спектра КР является локализация фононов вследствие сокращения корреляционной длины с ростом дозы.

Рассмотрены особенности КР, обусловленные изменением энергии имплантированных ионов, и установлена их корреляция с соответствующими

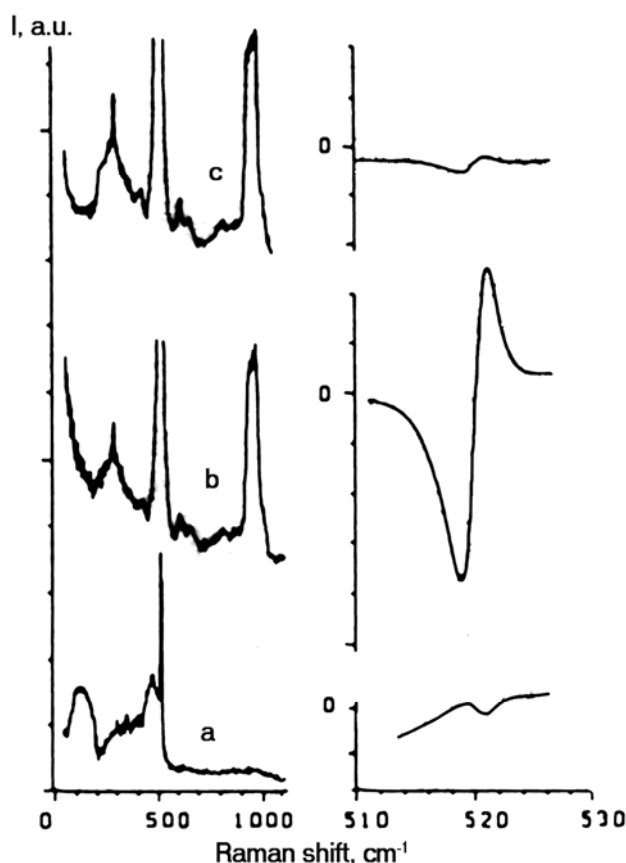


Рис. 1. Спектры КР кристаллов кремния, имплантированных ионами фосфора с дозой $D = 3 \cdot 10^{14}$ $см^{-2}$ и энергиями $E_1 = 50$ кэВ (а), $E_2 = 150$ кэВ (б), а также спектр эталонного монокристалла кремния из той же серии (с) (слева). Нормированные спектры РСКР для тех же образцов приведены справа

изменениями профиля структуры имплантированного слоя. Для повышения чувствительности к малым изменениям в спектре использовалась методика РСКР. Анализ спектров КР кристаллов кремния, имплантированных ионами P^+ , As^+ , Se^+ , Si^+ , показал, что вид спектра зависит как от величины энергии имплантируемых ионов, так и от конкретного сочетания энергии и дозы имплантации. Для примера рассмотрим спектры КР кристаллов кремния, имплантированных ионами фосфора с дозой $D = 3 \cdot 10^{14}$ $см^{-2}$ и энергиями $E_1 = 50$ кэВ (а), $E_2 = 150$ кэВ (рис. 1). Для энергии $E_2 = 150$ кэВ линии, соответствующие аморфному кремнию, не наблюдаются, хотя доза имплантации превышает порог аморфизации. Полученные результаты можно объяснить, учитывая, что критическая плотность потерь энергии для спонтанного перехода в аморфное состояние не зави-

сит от типа иона и энергии и составляет $\sim 5 \cdot 10^{20}$ кэВ/см². Таким образом, аморфный слой может формироваться, начиная с доз имплантации, для которых максимальное значение плотности потерь энергии превышает критическое значение.

На рис.2 приведена плотность энергетических потерь ионов фосфора в кремнии в зависимости от их глубины проникновения. Там же указываются энергетические границы формирования той или иной структурной фазы, а также глубины проникновения света ($\lambda = 488$ нм) в аморфный и кристаллический кремний. Видно, что для более медленных ионов с энергией $E = 50$ кэВ критическое значение потерь энергии достигается уже на поверхности. Для более быстрых ионов фосфора с энергией $E = 150$ кэВ уровень энергетических потерь остается ниже критического вплоть до глубины 0.2 мкм, что обуславливает малое разупорядочение в приповерхностной области.

КР и измерения отражательной способности с временным разрешением были использованы нами для контроля кинетики процесса восстановления кристалличности в P^+ -аморфизованном кремнии, облученном импульсами рубинового лазера с различной плотностью энергии W . Особое внимание уделялось выявлению структурных изменений до, и сразу после порога кристаллизации [3].

КР и структурное разупорядочение в арсениде галлия при ионной имплантации.

Ионы Si, Se с энергией 140 кэВ имплантировали в полуизолирующий GaAs ($n < 10^{15}$ см⁻³) с ориентацией (100) в интервале доз 10^{13} – $5 \cdot 10^{14}$ см⁻² [4]. В спектрах КР имплантированных образцов (рис. 3, 4) с увеличением дозы имплантации наблюдалось уменьшение интенсивности LO компоненты, ее сдвиг в сторону низких частот и асимметричное уширение. Кроме того, происходило нарастание интенсивности широких полос в области 70, 180, 250 см⁻¹, характерных для аморфного GaAs.

Наличие в спектрах имплантированных образцов как смещенной и уширенной LO-компоненты, так и линий аморфного GaAs указывает на

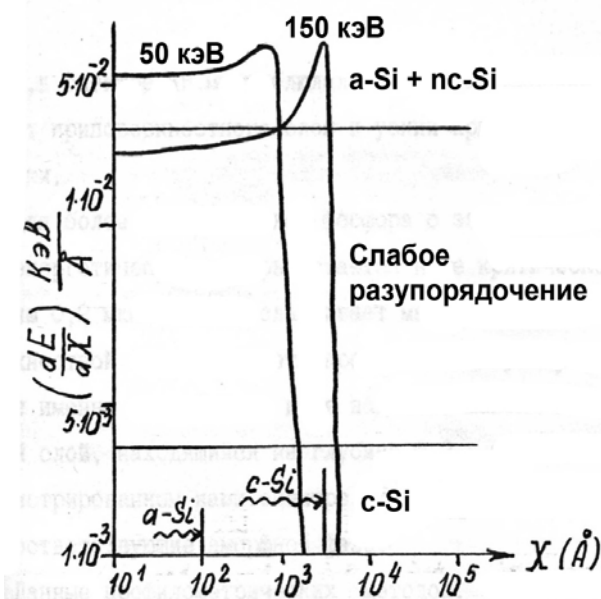


Рис. 2. Плотность энергетических потерь ионов P^+ в кремнии в зависимости от расстояния до поверхности. Волнистые стрелки указывают глубины проникновения света ($\lambda = 488$ нм) в аморфном и кристаллическом кремнии

то, что приповерхностный слой является аморфной матрицей, содержащей нанокристаллы, средний размер которых зависит от дозы имплантации.

Для количественного анализа экспериментальных результатов, следуя модели Рихтера, учтем локализацию фонона, домножив его волновую функцию на весовую функцию $W(r,L) = \exp(-8\pi^2 r^2/L^2)$, описывающую спадание амплитуды фонона на границе сферической области диаметром L . При таком выборе функции $W(r,L)$, дающем наилучшее согласие теории и эксперимента, интенсивность линии КР первого порядка будет описываться следующим выражением:

I , Отн. Ед.

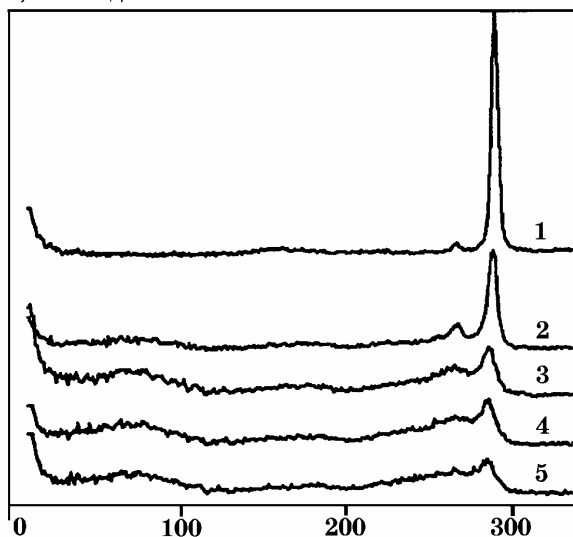


Рис. 3. Спектры КР GaAs, имплантированного ионами Si^+ с энергией 140 кэВ и дозами: 0 - (1), 10^{13} - (2), $5 \cdot 10^{13}$ - (3), 10^{14} - (4), $5 \cdot 10^{14}$ - (5).

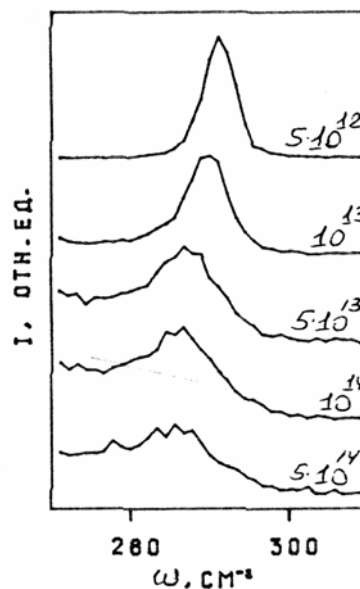


Рис. 4. Сдвиг и уширение LO компоненты КР для спектров показанных слева. Дозы имплантации указаны в см^{-2} .

$$I(\omega) \sim L^3 \int_0^{\pi/a} \exp\left(-\frac{q^2 L^2}{16\pi^2}\right) \frac{d^3 q}{[\omega - \omega(q)]^2 + (\Gamma_0/2)^2}$$

где: $\omega(q)$ – дисперсионная кривая фонона, Γ_0 – ширина LO компоненты неограниченного монокристалла, a – постоянная кристаллической решётки.

Сравнение экспериментальных данных с рассчитанными зависимостями от L частотных сдвигов и уширения LO компоненты позволило получить оценки размера микрокристаллов для различных доз имплантации (таблица 1).

Таблица 1. Параметры ЛО - компоненты КР, размеры нанокристаллов L и доля кристаллической фракции f_c арсенида галлия при различных дозах имплантации D.

D, 10^{14} см $^{-2}$	ν_{LO} , см $^{-1}$	Γ_{LO} , см $^{-1}$	I/I $_0$	Γ_a/Γ_b	L, нм	f_c
0	291.5	3.0	1	1	∞	1
0.1	290.6	5.3	0.65	1.9	7	0.87
0.5	288.0	10.6	0.39	2.1	5	0.67
1.0	288.1	10.8	0.34	2.2	4.5	0.64
5.0	287.1	11.2	0.28	2.6	4.0	0.58

КР на связанных фонон-плазмонных модах в легированном GaAs и тройных соединениях на его основе.

Рассмотрены особенности КР в имплантированных образцах GaAs после термического отжига [5]. Отжиг проводился под защитным покрытием нитрида кремния в атмосфере водорода при температуре 900° С в течение 20 мин. Изменения в спектре образцов после отжига (рис. 5) могут быть объяснены восстановлением кристаллической структуры GaAs и электрической активацией внедренной примеси. Взаимодействие флуктуаций зарядовой плотности образовавшихся

свободных носителей с макроскопическим электрическим полем ЛО колебаний кристаллической решётки приводит к образованию связанных плазмон-фононных мод L_- и L_+ , частоты которых зависят от концентрации свободных носителей n . Оказалось, что обычно используемая теория СФПМ в приближении Друде не даёт удовлетворительного согласия с экспериментальными данными. В частности, теория не объясняет попадание моды L_- в область между ТО и ЛО фононами (рис. 6). Это связано с тем, что применимость рассматриваемой модели определяется соотношением $\omega > qV_F + \frac{q^2}{2m^*}$, выполняющимся лишь для моды L_+ . Для моды L_- это

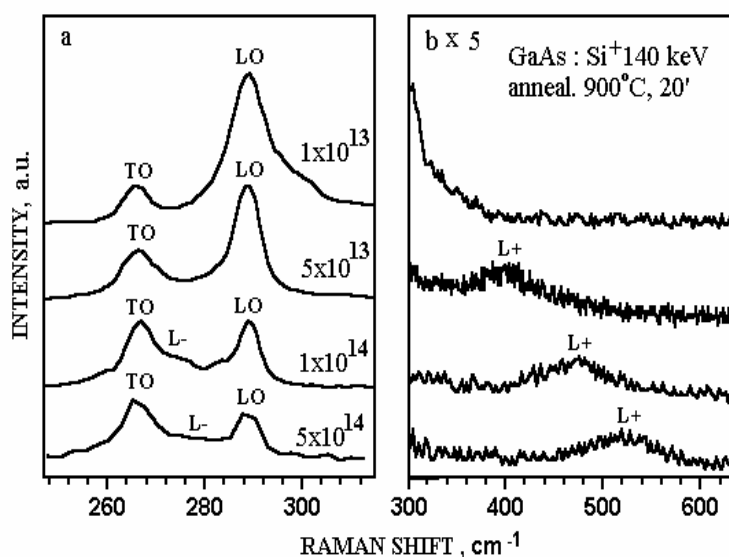


Рис. 5. Спектры КР GaAs, имплантированного ионами Si^+ с энергией 140 кэВ после термического

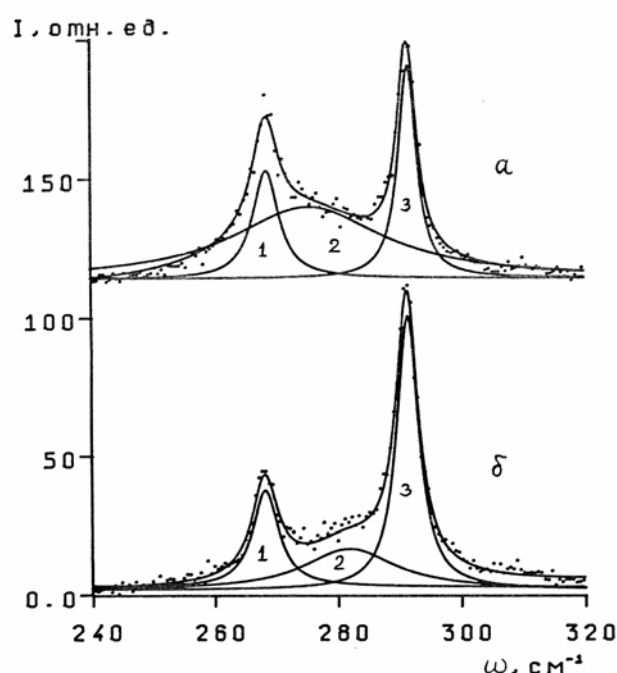


Рис. 6. Разложение спектра КР показанного слева для дозы $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (а) и $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ (б): 1 – ТО фонон, 2 – мода L-, 3 – LO фонон.

соотношение не имеет места и она должна испытывать дополнительное затухание (затухание Ландау), обусловленное распадом плазмона на одночастичные возбуждения.

Для учёта затухания Ландау и пространственной дисперсии, нами предложен другой подход основанный на вычислении функции диэлектрического отклика в приближении Линхарда-Мермина, в рамках которого получено удовлетворительное согласие с экспериментом.

Диагностика электрофизических параметров GaAs методами КР и ФО.

Методы КР и ФО используются для определения концен-

трации свободных носителей эпитаксиальных пленок n-GaAs. Определение концентрации свободных носителей n в n-GaAs методами спектроскопии КР и ФО основано на зависимости от n частоты КР СФПМ и периода осцилляций Франца-Келдыша (ОФК), наблюдаемых в модуляционных спектрах легированных полупроводников. Метод КР оказался эффективным для определения концентрации носителей только для значений $n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При меньших значениях концентрации носителей мода L+ попадает в область LO колебаний кристаллической решетки, и определение ее частоты оказывается затруднительным.

Метод ФО оказался эффективным для определения концентрации носителей при $10^{17} < n < 10^{18} \text{ см}^{-3}$. При концентрации носителей, больше 10^{18} см^{-3} толщина приповерхностной ОПЗ составляет несколько десятков нм и вклад в спектр ФО от этой области оказывается несущественным.

Таким образом, методы спектроскопии КР и ФО взаимно дополняют друг друга при определении концентрации носителей в легированных пленках n-GaAs и позволяют бесконтактно проводить измерение n в диапазоне концентраций $10^{17} < n < 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Исследованы процессы компенсации проводимости эпитаксиальных пленок n-GaAs при имплантации ионами B^+ , As^+ , Ga^+ методами КР и ФО [6]. Ионная имплантация может быть использована как для получения низкоомных проводящих полупроводниковых слоев, так и высокоомных изолирующих слоев. Исследования особенностей спектров КР на различных

этапах формирования изолирующих слоев проводились на примере имплантации эпитаксиальных пленок низкоомного n-GaAs ионами B^+ , As^+ , и Ga^+ . С целью получения более полной информации о процессах, сопровождающих ионную имплантацию и компенсацию проводимости эпитаксиальных пленок GaAs, был использован метод фотоотражения.

Исследование энергетического спектра межзонных переходов в одиночных и двойных полупроводниковых квантовых ямах на основе гетеропары GaAs/AlGaAs.

Приведены результаты исследования гетероструктур с одиночными квантовыми ямами на основе GaAs/AlGaAs [7]. Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии и представляли собой квантовые ямы GaAs шириной 6.5, 10, 20, 26, 30 и 35 нм, помещенные между барьерами $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$. Толщины барьеров в разных образцах составляли 30 – 33 нм. В спектрах ФО наблюдались линии в области 1.41 и осцилляции Франца-Келдыша в области 1.70 - 1.77 эВ, связаны с фундаментальными переходами GaAs, и $Al_{0.2}Ga_{0.8}As$ соответственно. В результате проведенных расчетов установлено, что наблюдаемые в спектрах ФО линии соответствуют межзонным переходам в квантовых ямах.

Рассмотрены пары идентичных квантовых ям GaAs шириной 6.5, 13 и 17.5 нм, разделённых тонкой (толщина от 0.5 до 1.8 нм) широкозонной перегородкой AlAs [8]. Вследствие туннельной прозрачности тонкого барьера в двойных связанных квантовых ямах из дважды вырожденного состояния соответствующих одиночных ям образуются два состояния, описываемые симметричной и антисимметричной волновой функцией. Из анализа спектров ФО установлено, что величина расщепления спектральных линий уменьшается с ростом толщины барьера AlAs и увеличивается с ростом энергии уровня в квантовой яме.

Методом спектроскопии ФО исследовано влияние модулированного легирования барьеров на энергетический спектр электронов и дырок в квантовых ямах [9]. Исследовались структуры с квантовыми ямами GaAs шириной 6.5, 13, 18, 26 и 35 нм и концентрацией легирующей примеси (кремний) в барьерах n-AlGaAs от 10^{18} до $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Легированная часть барьера отделялась от области квантовой ямы i-AlGaAs спейсером. Толщины спейсера и легированного барьера составляли 16.5 нм.

Для объяснения экспериментальных данных самосогласованно решались уравнения Пуассона и Шредингера. В ходе решения определялись профиль квантовой ямы, волновые функции четырех электронных и четырех дырочных состояний в гетероструктуре, интегралы перекрытия волновых функций электронов и дырок. Сопоставление экспериментальных и теоретических результатов показало, что изменение типов межзонных переходов в квантовых ямах связано с изменением интегралов перекрытия

волновых функций электронов и дырок. Это происходит при концентрации легирующей примеси в барьерах $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Основные **результаты** работы состоят в следующем:

Трансформация спектров КР при имплантации кремния и арсенида галлия ионами P^+ , Se^+ , Sb^+ , As^+ , B^+ , Si^+ , Ga^+ в широком диапазоне доз ($10^{11} - 10^{15} \text{ см}^{-2}$) и энергий (50 -150 кэВ), обусловлена размерными эффектами, и соответствует различным типам разупорядоченных структур (монокристалл с точечными дефектами, аморфная матрица с нанокристаллами, полностью аморфная фаза).

Особенности, наблюдаемые в спектрах КР имплантированных кристаллов кремния, подвергнутых тепловому и лазерному отжигу обусловлены как наличием нанокристаллической фазы при восстановлении кристаллической структуры имплантированного слоя, так и электрон-фононным взаимодействием (интерференционными эффектами типа Фано) вследствие электрической активации примеси.

Перераспределение интенсивностей ТО-ТА компонент в спектрах КР аморфного кремния вблизи порога кристаллизации связаны с изменением структуры аморфной фазы вследствие изменения среднего значения разброса углов тетраэдрических связей в диапазоне $10.5 - 8.5^\circ$. Указанные особенности носят общий характер и наблюдаются в a-Si при имплантации с дозами, превышающими порог аморфизации, при импульсном и непрерывном лазерном отжиге, а также в пленках a-Si при химическом осаждении паров (CVD).

Обнаруженные особенности КР в ионно-имплантированных кристаллах GaAs, подвергнутых термическому отжигу, обусловлены восстановлением кристаллической структуры имплантированного слоя, и рассеянием на связанных фонон-плазмонных модах вследствие электрической активации примеси. В случае примеси n-типа, при $n > 10^{18} \text{ см}^{-3}$, частота высокочастотной связанной моды L_+ , существенно зависит от концентрации свободных носителей, в то время, как низкочастотная мода L_- попадает в “запрещенную” область частот между ТО и ЛО колебаниями вследствие затухания Ландау. В случае примеси p-типа, связанные колебания передемпфированы и имеют слабую концентрационную зависимость.

Рассеяние на связанных фонон-плазмонных модах в n-GaAs может быть описано с помощью продольной диэлектрической функции Линхарда-Мерми-на, полученной в аналитическом виде в низкотемпературном приближении, учитывающей затухание Ландау и непараболичность зоны проводимости.

Наблюдаемые особенности КР на связанных фонон-плазмонных модах в тройных соединениях $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ могут быть объяснены в рамках трехосцилляторной модели СФПМ. Характерным для связанных мод в тройных соединениях является наличие промежуточной ветви L_0 (между

L_+ и L_-), которая не наблюдается в двойных соединениях. Показано, что в $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в диапазоне концентраций свободных носителей $n \sim 10^{17}\text{--}10^{19}\text{ см}^{-3}$ низкочастотные СФПМ попадают в область затухания Ландау, в то время как мода L_+ является плазмоноподобной, и для расчета ее частоты можно использовать приближение Друде с учетом непараболичности зоны проводимости.

Показано, что полученные из спектров фотоотражения энергии межзонных переходов нелегированных гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs , соответствуют рассчитанным в рамках модели огибающей волновой функции для прямоугольного потенциала с учетом правил отбора по четности.

Установлено, что в модулировано-легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs при концентрации легирующей примеси в барьерах, более $2 \cdot 10^{18}\text{ см}^{-3}$, происходит изменение типов межзонных переходов, связанное с изменением интегралов перекрытия волновых функций электронов и дырок.

Обнаруженное в спектрах фотоотражения двойных квантовых ям расщепление спектральных линий связано с снятием вырождения уровней одиночных квантовых ям при их взаимодействии через туннельно-прозрачный (толщиной 0.5-1.8 нм) барьер AlAs . Величина расщепления увеличивается с уменьшением толщины барьера AlAs и увеличением энергии уровня в квантовой яме.

На основе полученных результатов и предложенной теории разработаны методики, для бесконтактного неразрушающего контроля оптических (ширина запрещенной зоны, энергии межзонных переходов), электрофизических (концентрация и подвижность свободных носителей, величина и пространственное распределение встроенных электрических полей,) и структурных (степень аморфизации, величина механической деформации, радиус трека) параметров полупроводниковых наноструктур на основе кремния и арсенида галлия.

Литература

1. *Avakyants L.P., Gorelik V.S., Obratsova E.D.* / J. of Molecular Structure. 1990. V.219. P.141-145.
2. *Avakyants L.P., Gerasimov L.L., Gorelik V.S., Mania N.M., Obratsova E.D., Plotnikov Yu.I.* Journal of Molecular Structure, 267 (1992) 177-184.
3. *Avakyants L.P., Ivlev G.D., Obratsova E.D.* Laser Interaction with Atoms, Solids, and Plasmas, edited by R.M.More, Plenum Press, New York, 1994, p.239-248.
4. *Авакянц Л.П., Горелик В.С., Кумов И.А., Червяков А.В.* Физика твёрдого тела, 35, №5, 1354-1362, 1993.
5. *Avakyants L.P., Polyakov, P. A.; Gorelik, V. S.* Proc. SPIE Vol. 4069, p. 11-16, 2000.

6. Авакянц Л.П., Горелик В.С., Темпер Э.М., Щербина С.М. ФТТ том 41 (9), стр. 1495 – 1498, 1999.

7. Авакянц Л.П., Боков П.Ю., Галиев Г.Б., Каминский В.Э., Кульбачинский В.А., Мокеров В.Г., Червяков А.В. Оптика и спектроскопия, том 93, вып. 6 стр. 929-934 (2002).

8. Авакянц Л.П., Боков П.Ю., Галиев Г.Б., Каминский В.Э., Кульбачинский В.А., Мокеров В.Г., Червяков А.В. ФТП, том 37, вып. 1, стр. 77-82, 2003.

9. Avakyants L.P., Bokov P.Yu., Chervyakov A.V., Galiev G.B., Klimov E.A., Vasil'evskii I.S., Kul'bachnskii V.A. Interband optical transitions in GaAs modulation-doped quantum wells: photoreflectance experiment and self-consistent calculations. // Semicond. Scie. Technol. Vol. 20, p. 462 – 466, 2006.

ИЗУЧЕНИЯ РАССТВОРОВ ГУАНИДИНГИДРОХЛОРИДА С ПОМОЩЬЮ МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Студент Колударов И.П., науч. сотр. Сванидзе А.В.

Детальное исследование механизмов фолдинга и денатурации белков остается одной из основных проблем в молекулярной биологии. К денатурации белков могут приводить различные факторы, например, изменение температуры, воздействие денатурирующих агентов, механические воздействия и др. Одним из наиболее часто используемых денатурирующих агентов при изучении денатурации и рефолдинга белков является гуанидингидрохлорид (GdnHCl). Однако механизм изменения конформации белка под воздействием GdnHCl до сих пор вызывает много вопросов. В связи с этим достаточно важно исследование не только взаимодействия GdnHCl с белками, но также и свойств самого GdnHCl, в том числе и его низкочастотной динамики. Наиболее подходящим и эффективным методом для изучения низкочастотной области колебательного спектра является мандельштам-бриллюэновское рассеяние (МБР) света [1]. Основной целью данной работы было исследование растворов GdnHCl разных концентраций с помощью МБР света при нагревании.

Мы исследовали температурное поведение МБР света в 1 М, 2 М и 6 М растворах GdnHCl в натрий ацетатном буфере (4.60 рН), так как данный буфер является одним из наиболее часто используемых буферов при работе с белками. Спектры МБР света были получены с помощью 6-ти проходного тандема интерферометра Фабри-Перо системы Сандеркок. Эксперименты проводились с использованием 180° геометрии рассеяния. Температуру раствора поднимали от 290 К до 360 К.

В экспериментах по МБР света в 6 М растворе GdnHCl было обнаружено наличие квазиупругого рассеяния света, которое свидетельствует о флуктуациях анизотропии. Интересно отметить, что в растворах с концентрациями 1 М и 2 М квазиупругого рассеяния не наблюдалось. Возможно, появление центральной компоненты в спектрах МБР света для 6 М раствора объясняется тем, что при высокой концентрации GdnHCl формирует анизотропные комплексы, состоящие из нескольких молекул [2]. Кроме того, в температурной зависимости времени релаксации наблюдалась аномалия в окрестности 350 К. Полученные результаты обсуждаются в рамках современных представлений о роли низкочастотной динамики GdnHCl при денатурации белков.

Литература

[1] P. A. Fleury and K. B. Lyons, in *Light Scattering near Phase Transitions*, edited by H. Z. Cummins and A. P. Levanyuk (North-Holland, Amsterdam, 1983).

[2] P.E. Mason, G.W. Neilson, J.E. Enderby, M.-L. Saboungi, C.E. Dempsey, A.D. MacKerell, Jr., and J.W. Brady, *J. Am. Chem. Soc.* 126 (2004) 11462.

О МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ГЛОРИИ

Доцент *Варламов С.Д.* (СУНЦ МГУ)

Глория - это физическое явление, которое наблюдается в тех случаях, когда солнечные лучи падают на туман или на расположенное под наблюдателем облако. Целью статьи является объяснение механизма возникновения глории.

Каждая капелька, на которую падают прямые лучи Солнца, преломляя его лучи, заставляет их собираться на определенном расстоянии от своего центра. Это касается не всех лучей, а только параксиальных, то есть тех, продолжения линий распространения которых проходят вблизи центра капли на расстоянии значительно меньшем радиуса капли. Коэффициент преломления для видимого света весьма близок к величине $4/3$ для всех длин волн. А это означает, что преломленные параксиальные лучи фокусируются на расстоянии $2R$ от центра капельки. В этом легко убедиться прямыми расчетами.

Расстояния между капельками в тумане или облаке имеют самые разные значения, в частности, некоторые капельки находятся достаточно близко друг к другу или даже со-

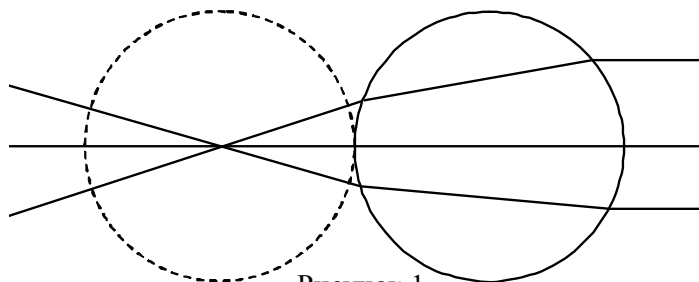
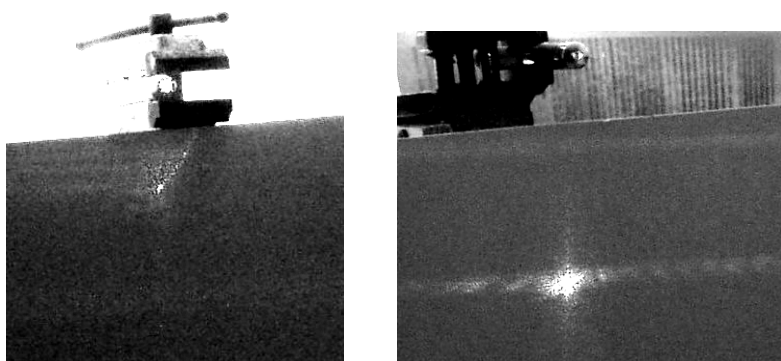


Рисунок 1



Фотографии 1,2

прикасаются. На рисунке изображен ход лучей, падающих справа и дважды преломляющихся на границах раздела воды и воздуха капли №1, показанной сплошной линией. Если рядом с этой капелькой находится вторая №2, и

они расположены на одной линии с Солнцем, то внутрь второй капельки лучи входят, практически не преломляясь. И на первой, и на второй поверхности капельки №2, показанной пунктиром, свет частично отражается, и отраженные лучи, снова преломившись на границах первой капли №1, идут в точности в обратном направлении, то есть в сторону Солнца /1/.

В том, что такой эффект имеет место, можно убедиться даже в домашних условиях. Для этой цели подойдут две цилиндрические пробирки, заполненные водой, и лазерная указка. Конечно, это не капли воды и Солнце, но суть дела от этого не меняется. На двух фотографиях показаны отсветы, направленные двумя расположенными почти параллельно пробирками в сторону источника света. Отсвет от пробирки, расположенной ближе к лазеру, имеет вид сплошной полосы с равномерным распределением яркости по длине. Для красного лазера это нижняя полоса, а для зеленого лазера – это верхняя полоса. Когда за первой пробиркой находится вторая, и она расположена на определенном расстоянии от первой, на полосе, созданной этой пробиркой, в направлении источника света появляется яркое пятно.

В данном эксперименте пробирки с диаметрами 18 мм находились на расстоянии около 4 м от лазера, поэтому «разошедшееся» пятно лазера «накрывало» пробирку в ширину, что соответствовало почти параллельному потоку лучей от Солнца. Если закрыть длинной бумажной полоской шириной более 4 мм среднюю часть участка цилиндрической пробирки вдоль её оси от света лазера, то яркий отсвет в сторону лазера от двух «правильно» расположенных пробирок с водой, полностью исчезает. Это означает, что «эффективный» диаметр составляет всего около 4/18 доли от диаметра цилиндрической стеклянной пробирки, заполненной водой.

В тумане огромные количества капелек, и всегда имеется много пар, расположенных рядом и ориентированных «правильным» образом. В результате «солнечные зайчики» от капелек, расположенных рядышком на одной линии с Солнцем, направляются обратно в сторону источника

света. В облаке, живущем длительное время, размеры капелек группируются вокруг какой-то одной определенной величины, зависящей от условий, в которых образовалось и существует это облако.

Модельной ситуацией для рассматриваемого явления (глории) будет множество одинаковых круглых зеркалец, расположенных хаотично в пространстве, ориентированных перпендикулярно лучам Солнца, и имеющих одинаковые диаметры D , равные примерно $1/4 \div 1/5$ диаметра капелек. В приближении геометрической оптики на облаке было бы видно просто отражение Солнца, как от плоского стекла с малым коэффициентом отражения. Это отражение имеет небольшой контраст, поскольку наблюдается на фоне облака, на всех каплях которого лучи Солнца рассеиваются, частично отражаясь от кривых поверхностей капель, во всевозможных направлениях. Не для всех капель за ними располагаются на нужном расстоянии парные капельки, поэтому доля «зеркального» света весьма мала, но из-за его направленности такой свет становится заметным. Поскольку наблюдатель загораживает собой Солнце, то в середине наблюдаемой (и фотографируемой им) картины имеется на облаке тень человека (или самолета, в котором сидит наблюдатель).



Фотография 3.



Фотография 4

Солнце имеет угловой размер $0,5^\circ$, поэтому только для достаточно мелких капель дифракционная картина, возникающая от таких «двухкапельных» зеркал, становится заметной, то есть дифракционные углы, соответствующие минимумам, становятся больше $0,5^\circ$. Первый дифракционный минимум в отраженном такими зеркалами свете для длины волны λ имеет место в направлении, составляющем с точным направлением на Солнце угол: $\approx 1,22 \times \lambda/D$.

Для малых длин волн, соответствующих коротковолновой части видимого диапазона (синие и зеленые лучи), минимумы достигаются при малых углах, а длинноволновая часть диапазона в этих направлениях всё ещё представлена. Для тех углов, где наблюдаются минимумы длинноволновой

части диапазона, свет коротковолновой части образует первый дифракционный максимум. И так далее.

Примем для оценки, что «эффективный» диаметр зеркал равен четверти диаметра капли. Если средний диаметр капель равен, например, 60 мкм, то для красного цвета с длиной волны 0,65 мкм направление на первый дифракционный минимум соответствует углу $\approx 3,0^\circ$. Для синего цвета с длиной волны 0,45 мкм первому минимуму соответствует угол $\approx 2,1^\circ$. Эти углы значительно больше углового размера Солнца, и явление глории будет хорошо заметным. В облаке красный свет, идущий от множества «двухкапельных» зеркал к наблюдателю, рассеивается в меньшей степени, чем свет с более короткими длинами волн, поэтому в картине глории по яркости преобладает длинноволновая (красная) часть спектра видимого света, что заметно на фотографиях 3, 4.

Литература:

1. Варламов С.Д. Revista de Fizica «Eureka!» №7-8, 2009 стр. 20-23. Журнал «Эврика» на румынском языке, название статьи: Оптика глории.
2. Варламов С.Д. Потенциал №5, 2009, 32-36, Физические задачи – оценки (3О-5).

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА,
ФИЗИЧЕСКИЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

Сопредседатели
профессор А.Ф.Александров, профессор А.П.Сухоруков,
профессор А.И. Коробов

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУННельНОГО ТОКА
В ПРИСУТСТВИИ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ
НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ
МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ
ТУННельНОЙ МИКРОСКОПИИ/СПЕКТРОСКОПИИ

Аспирант *Манцевич В.Н.*, доцент *Маслова Н.С.*,
ст. науч. сотр. *Орешкин А.И.*, профессор *Панов В.И.*

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению низкочастотной составляющей спектральной плотности туннельного тока вида $1/f^\alpha$ на чистой поверхности и над изолированными примесными атомами на сколотой поверхности кристалла InAs. Обнаружено, что локализованные состояния, образованные индивидуальными примесными атомами, являются определяющими в низкочастотной составляющей спектра туннельного тока. Для объяснения экспериментальных результатов предложена теоретическая модель, учитывающая многочастичное взаимодействие электронов проводимости с внезапно включающимися потенциалами Кулона на примесном атоме и на зондирующем острие СТМ.

Обычно, для объяснения низкочастотного шума со спектром $1/f$ рассматривают двухуровневую систему с временем релаксации τ_0 и функцией распределения вероятностей A/τ_0^α . Физическая природа и причины такого вида функции распределения вероятностей до сих пор мало изучены. Наиболее полные экспериментальные результаты представлены в работах [1, 2, 3], где исследование флуктуаций проводили для разных материалов иглы и образца. В работе [4] проведен теоретический анализ условий образования низкочастотного шума в двухуровневой системе, описывающей процессы туннелирования через двойной барьер. Показано, что при наличии большого числа дефектов на поверхности спектр шума имеет вид $1/f$.

Экспериментальные результаты

Для исследования характеристик низкочастотного шума туннельного контакта на поверхности полупроводников типа A_3B_5 в условиях сверхвысокого вакуума нами разработано и спроектировано устройство для скалывания образца, размещенное в рабочей камере СТМ [6, 7]. Измерения спектральной плотности туннельного тока проведены методом сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии на чистой поверхности скола кристаллов InAs (110) с примесными атомами серы и марганца.

В монокристалле InAs с n-типом объемной проводимости, допированном серой, концентрация примесных атомов составляла $1,5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис.1а). В монокристалле InAs с p-типом объемной проводимости, допированном марганцем, концентрация примесных атомов составляла $1,4 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (рис.1д.). Влияние примесных атомов на туннельные характеристики исследуемого образца наиболее существенно, когда уровень Ферми острья

расположен внутри запрещенной зоны. В этом случае примесные атомы оказывают наибольшее влияние на шум со спектром вида $1/f$.

Для определения значения напряжения смещения на туннельном контакте, при котором уровни энергии примесных атомов дают наибольший вклад в проводимость и, следовательно, в спектральную плотность туннельного тока, были проведены СТС измерения вольт-амперных характеристик на выбранном участке поверхности (над примесным атомом). По результатам измерений были получены токовые изображения поверхности, формируемые вкладами туннельного тока при изменении напряжения смещения в заданном диапазоне (рис. 1б-г, рис. 1е-з).

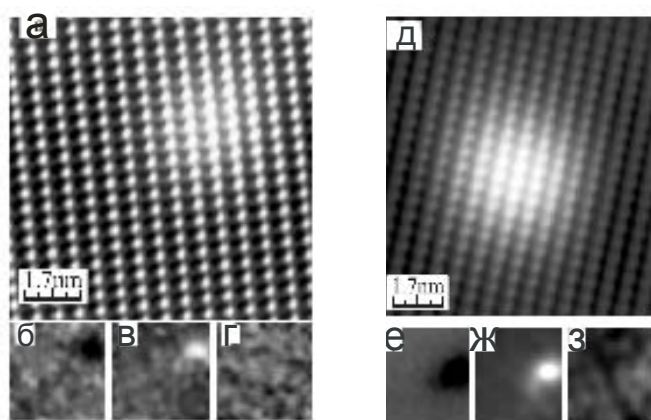


Рис. 1. а). Изображение индивидуального атома примеси серы (13 нм × 13 нм) (–1,2 В, $I=37$ пА). Токовые изображения поверхности для монокристалла InAs, легированного серой, при различных значениях напряжения смещения на образце (10,4 нм × 10,4 нм) б). –0,91 В; в). –0,20 В; г). 0,46 В. д). Изображение индивидуального атома примеси марганца (9,1 нм × 9,1 нм) (0,8 В, $I=31$ пА). Токовые изображения поверхности для монокристалла InAs, легированного марганцем, при различных значениях напряжения смещения на образце (13,4 нм × 13,4 нм) е). –1,00 В; ж). 0,15 В; з). 0,48 В

Для монокристалла InAs, легированного серой, измерения спектра туннельного тока были проведены при напряжении смещения на образце –0,2 В (рис. 1в). В случае монокристалла InAs, легированного марганцем, результаты получены при напряжении смещения на образце +0,15 В (рис. 1ж).

В итоге были получены следующие результаты (рис. 2): 1). для монокристалла InAs, легированного серой (n-тип), показатель степени составляющей спектра туннельного тока вида $1/f^\alpha$, измеренный над примесным атомом $\alpha = 1,16$, превосходит его значение, измеренное над чистой поверхностью $\alpha = 0,89$; 2). для монокристалла InAs, легированного марганцем (p-тип), показатель степени составляющей спектра

туннельного тока вида $1/f^\alpha$, измеренный над примесным атомом $\alpha = 0,75$, меньше его значения, измеренного над чистой поверхностью $\alpha = 1,04$.

В результате анализа данных эксперимента предложена и исследована теоретическая модель, учитывающая многочастичное взаимодействие электронов проводимости с внезапно включающимися потенциалами Кулона на примесном атоме и на зондирующем острие СТМ [5]. Данная модель позволяет на микроскопическом уровне объяснить сингулярное поведение низкочастотной составляющей спектральной плотности туннельного тока вида $1/f^\alpha$ в случае резонансного туннелирования электронов через зарядовые локализо-

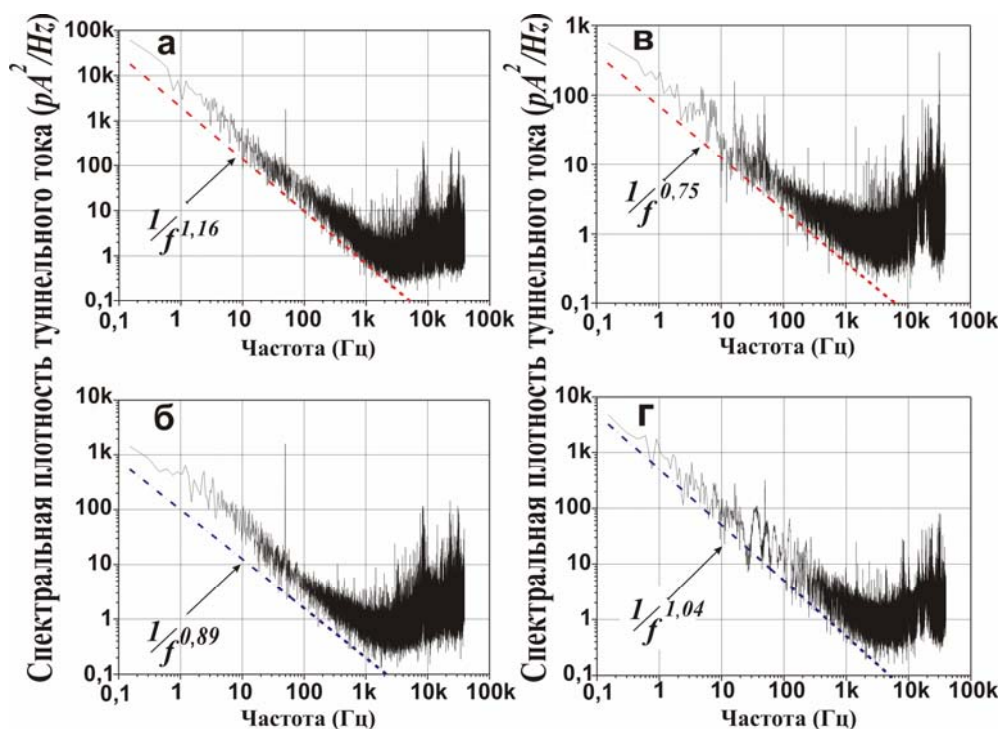


Рис. 2. Спектральная плотность туннельного тока в двойном логарифмическом масштабе над а). Примесным атомом серы; б). чистой поверхностью. Туннельный ток $I=30\text{ пА}$, на пряжение на образце $U=-0,20\text{ В}$. Спектральная плотность туннельного тока в двойном логарифмическом масштабе над в). Примесным атомом марганца; г). чистой поверхностью. Туннельный ток $I=30\text{ пА}$, напряжение на образце $U=0,15\text{ В}$

ванные состояний в области туннельного контакта. Данная модель также предсказывает возможность наблюдения высокочастотных сингулярностей в спектре туннельного тока при нерезонансном туннелировании электронов через зарядовые локализованные состояния в области туннельного контакта.

Литература

1. L.S. Levitov, G.B. Lesovik, *JETP Letters*, **55**, 534, 1992.
2. B.L. Altshuler, L.S. Levitov, A. Yu. Yakovets, *JETP Letters*, **59**, 821, 1994.
3. R. Moller, A. Esslinger, B. Koslowski, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 2360, 1989.
4. Yu.M. Galperin, K.A. Chao, *Phys. Rev. B*, **55**, 12126, 1995.
5. V.N. Mantsevich, N.S. Maslova, *Solid State Communications*, V 147, 278-283, 2008.

АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ НА КРИСТАЛЛЕ ТЕЛЛУРА

Ст. науч. сотр. Князев Г.А.

Известно, что акустооптические устройства находят широкое применение в науке и технике для управления параметрами оптического излучения [1]. Акустооптические устройства успешно используются в оптике и спек-

троскопии, лазерной технике и оптической связи, медицине, экологии, астрономии и многих других областях. В последнее время большой интерес представляет разработка акустооптических систем для обработки и фильтрации изображений в диапазоне длин волн 5 – 20 мкм [1-3].

Разработка эффективных акустооптических устройств, предназначенных для применений в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах, связана с рядом проблем. Основные трудности вызваны обратно пропорциональной зависимостью эффективности дифракции от квадрата длины волны света λ

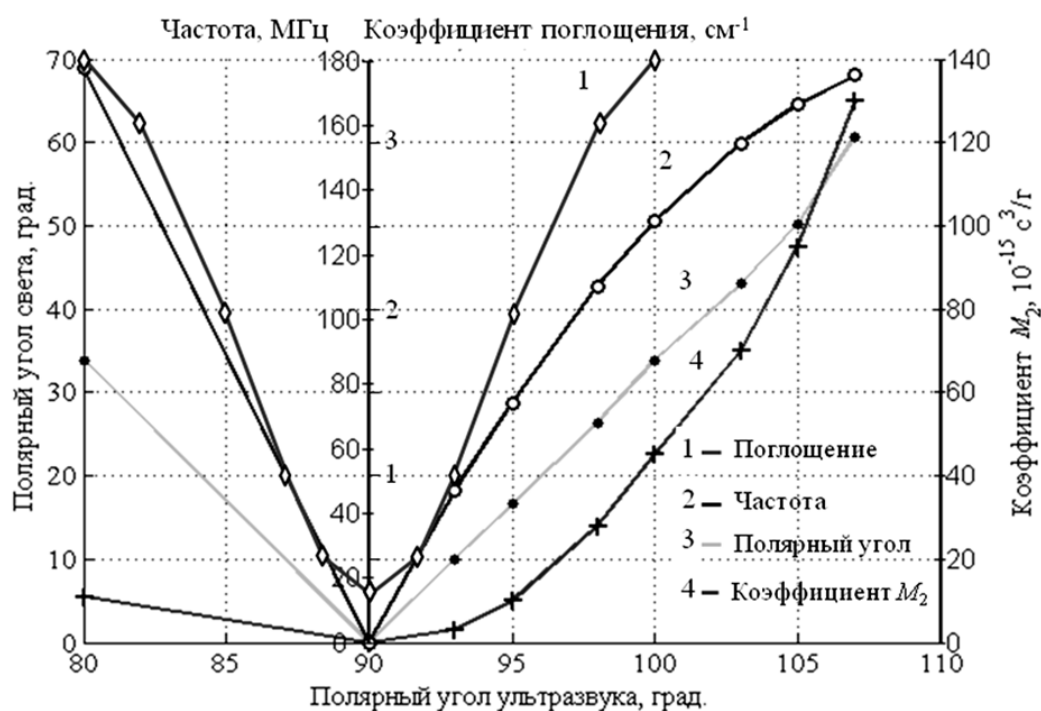


Рис. 1. Параметры широкоугольного акустооптического взаимодействия в плоскости YZ кристалла теллура

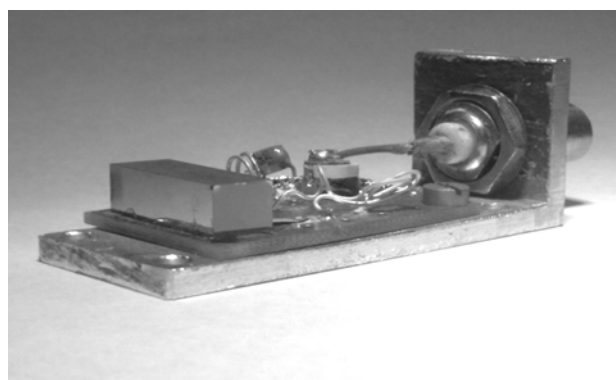
[1-4]. Расчет показывает, что для работы в среднем и дальнем инфракрасном диапазоне необходимо применять материалы, обладающие акустооптическим качеством M_2 в тысячу раз большим, чем у кристалла парателлурита — наиболее распространенного в современной акустооптике материала.

На сегодняшний день не существует материалов кроме теллура, обладающих достаточно большим коэффициентом акустооптического качества [1-4]. Данный кристалл обладает чрезвычайно большой величиной коэффициента акустооптического качества $M_2 > 100 \cdot 10^{-15} \text{ с}^3/\text{г}$ [3,4].

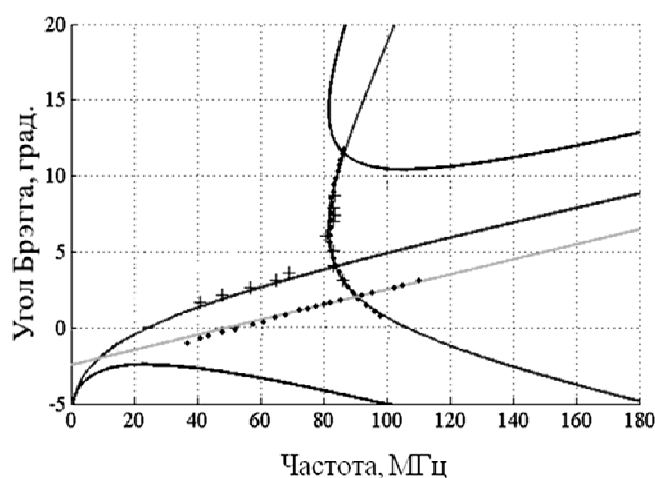
Теллур прозрачен в инфракрасной области оптического спектра $\lambda = 4 - 25 \text{ мкм}$ [2-5]. Основным недостатком данного материала является малая прозрачность, особенно для необыкновенно поляризованных световых волн [3,5]. В спектре поглощения теллура для необыкновенной волны $\mathbf{E} \parallel \mathbf{Z}$ наблюдается полоса в диапазоне длин волн $\lambda = 8 - 14 \text{ мкм}$. Как было установлено в резуль-

тате измерений, оптическая волна, распространяющаяся в теллуре вдоль оптической оси, испытывает поглощение равное $0,3 \text{ см}^{-1}$ [3,6]. Коэффициент поглощения энергии необыкновенной волны существенно возрастает при распространении света под углом к оптической оси кристалла. Например, при распространении волны под углом $\theta = 20^\circ$, поглощение достигает величины $2,5 \text{ см}^{-1}$, т.е. интенсивность необыкновенной волны убывает более чем в 10 раз на длине 1 см. Максимальное значение поглощения наблюдается при $\theta = 90^\circ$ и равняется 4 см^{-1} . Поэтому при проектировании устройств на кристалле теллура необходимо использовать геометрии взаимодействия света и ультразвука, при которых свет распространяется близко к оптической оси [4,6].

Проведенные расчеты показывают, что для реализации широкоугольного взаимодействия в кристалле теллура удобно использовать чистую сдвиговую акустическую моду в плоскости YZ кристалла [6]. На рисунке 1 показаны основные параметры широкоугольного акустооптического взаимодействия как функции направления распространения ультразвука в плоскости YZ . К этим параметрам относятся: поглощение энергии необыкновенной оптической волны; частота ультразвука, соответствующая длине волны света $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$; полярный угол, определяющий направление распространения света; коэффициент акустооптического качества M_2 . Из рисунка 1 можно видеть, что высокие значения акустооптического качества достигаются при больших углах распространения света относительно оптической оси, что приводит к сильному поглощению света. Также с увеличением угла распространения света повышаются акустические частоты, соответствующие условию синхронизма, что приводит к поглощению ультразвуковых волн. Поэтому при проектировании акустооптического фильтра необходимо искать компромисс между высокой эффективностью дифракции и поглощением оптических и акустических волн.



а



б

Рис. 2. Фотография (а) и углочастотная характеристика (б) акустооптического фильтра на кристалле теллура

В эксперименте была исследована акустооптическая ячейка, в которой ультразвук распространялся под углом $\theta_a = 95^\circ$ к оптической оси. На рисунке 2 показана фотография акустооптической ячейки (а) и её углочастотная характеристика (б). Размеры кристалла ячейки, представленной на рисунке 2а равнялись $18 \times 6.5 \times 5$ мм; длина пьезопреобразователя не превышала 9 мм. Из рисунка 2б видно, что углочастотная характеристика имеет вертикальную касательную, это доказывает, что данная ячейка может использоваться в качестве широкоапертурного фильтра.

Измерения показали, что спектральное разрешение фильтра на длинах волн около 10 мкм достигает значения $\lambda/\Delta\lambda = 150$. Пространственное разрешение данного устройства равно $N = 140$. Полученные значения практически не уступают характеристикам акустооптических фильтров работающих с видимым излучением. Эффективность акустооптического взаимодействия в исследованной ячейке при мощности ультразвука 1 Вт достигала 10%. Это значение существенно превосходит значения эффективности дифракции, которые достигаются в существующих акустооптических устройствах (модуляторах и дефлекторах), рассчитанных на работу в дальнем инфракрасном диапазоне. Поглощение необыкновенной волны в ячейке оказалось менее 1 см^{-1} . Благодаря этому интенсивность дифрагировавшего света на выходе фильтра составляла 5% от интенсивности падающего излучения. Однако это значение оказывается достаточным для осуществления фильтрации оптических изображений в диапазоне 7 - 14 мкм. Спектральный рабочий диапазон фильтра определяется полосой частот ультразвука, в пределах которой работает пьезопреобразователь $60 \text{ МГц} < f < 110 \text{ МГц}$.

Таким образом, в результате проведенного исследования был спроектирован акустооптический широкоапертурный фильтр, предназначенный для работы в диапазоне длин волн 8 - 12 мкм. Характеристики данного фильтра практически полностью соответствуют требованиям, предъявляемым к аналогичным устройствам фильтрации видимого и ближнего инфракрасного излучения.

Литература

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин и Л.Е. Чирков, Физические основы акустооптики, Радио и связь, Москва (1985).
2. D.Souilhac and D.Billerey, Proc. SPIE 2312 (1993) p.212-250.
3. В.И. Балакший, В.Б. Волошинов, Л.А. Кулакова, Г.А. Князев, ЖТФ 105 (2008) с.118-125.
4. S.Fukuda, T.Shiosaki and A.Kawabata, J. Appl. Phys. 50 № 6 (1979) p.3899-3995.
5. R.S.Caldwell and H.Y.Fan, Phys. Rev. 114 N 3 (1959) p.664-675.
6. Г.А. Князев, В.Б. Волошинов, Известия РАН 73 № 12 (2009) с.1762-1768

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО СЛОЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО СЕНСОРА

Науч.сотр. *Алешин Ю.К.*, доцент *Васильев А.Б.*

Нагрузка на пьезокварцевый резонатор (ПКР) за счет нанесенной массы приводит к резкому изменению добротности частото задающего элемента. Для более качественного описания работы ПКР-датчика в нагруженных условиях необходимо определить физические аспекты влияния распределенной по поверхности ПКР внешней силы. В данном случае наиболее точной моделью, описывающей зависимость влияния присоединенной массы на уход базовой частоты ПКР, является модель, предложенная Рэлеем [1], который теоретически учитывал только инерционный механизм. Интересно исследовать влияние силы инерции присоединенной массы, а также влияние сил межмолекулярного взаимодействия на границе раздела «твердое тело – газ» и «твердое тело – жидкость». Напрашивается применение в качестве модели ПКР с нанесенным тонким магниточувствительным слоем. Магнитное поле хорошо контролируется, следовательно, можно создавать точные условия проведения исследований. Сила воздействующего магнитного поля, влияющая на магниточувствительный слой, изменяет физические характеристики ПКР, что ведет к изменению частоты его базовых колебаний. Все это приводит к следующей постановке задачи – экспериментально промоделировать влияние распределенной силы на поверхность пьезокварцевого резонатора, используя магниточувствительный слой на нем; получить реальные величины сил, действующих в этом процессе и оценить их влияние на колебательные и электромеханические свойства ПКР.

Для измерений была создана экспериментальная установка.

Нанесенное покрытие – это магнитная жидкость, сорбирующаяся на кристаллах серебра. Плотность магнитной жидкости при 20°C равна 1,388 г/см³, вязкость 15,99 спуаз=15,99·10⁻³ Па·сек. Такие частицы легко попадают в поры электродов, размер которых гораздо больше.

Нами применялась генераторная схема, в которой ПКР служит частото задающим элементом. При создании датчиков на основе таких генераторов учитывались следующие требования: малая временная и режимная нестабильность, низкое потребление тока, высокий уровень выходного сигнала, высокая стабильность переднего фронта импульса выходного сигнала, надежность возбуждения, неприхотливость к конструкции ПКР, исключение паразитных помех, малый уровень выходных шумов, малые габаритные размеры и масса. Температура в лаборатории (20⁰) и давление в процессе измерений не изменялись. Точность позиционирования ПКР отслеживалась по нониусу штатива (0,1 мм). Основой измерений являлось получение зависимости изменения частоты ПКР от расстояния между поверхностью магнита до поверхности ПКР. Полученные результаты приведены на графике рис. 1.

По полученным данным была рассчитана толщина нанесенного покрытия, которая составила около 8·10⁻⁷ м.

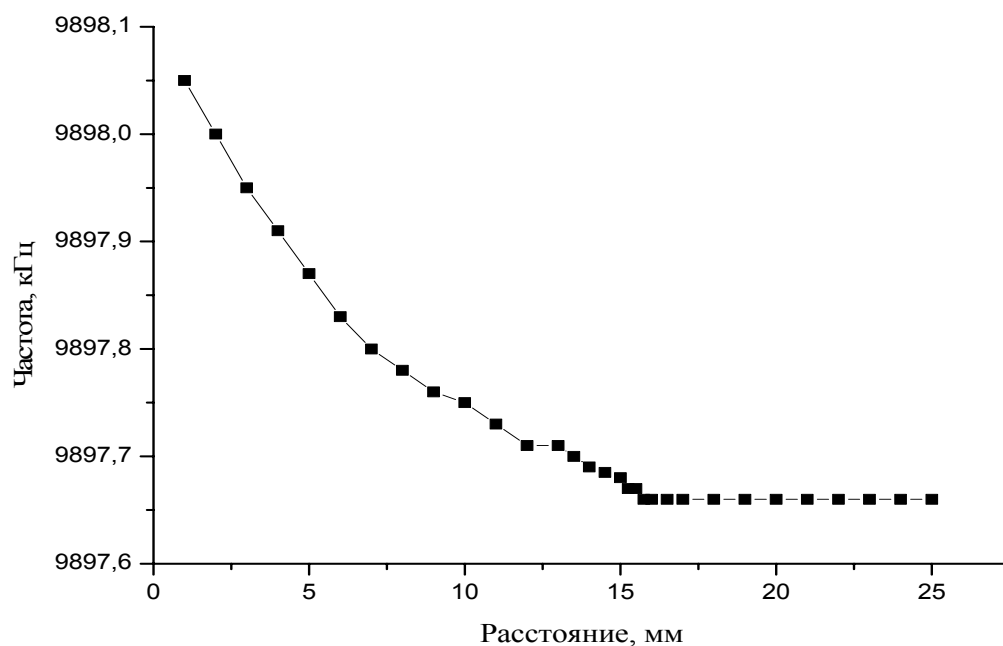


Рис. 1. Зависимость изменения частоты генератора от расстояния между ПКР и магнитом

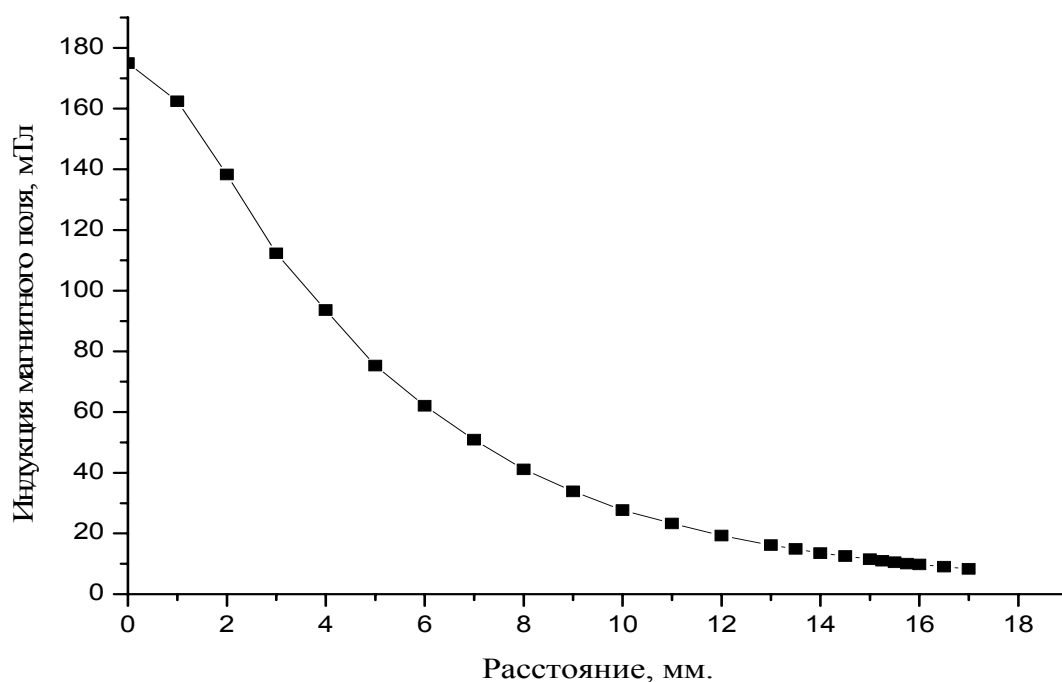


Рис. 2. Зависимость индукции магнитного поля от расстояния между ПКР и магнитом, полученная с помощью миллитесламетра ТП2-2У

Индукция магнитного поля используемого магнита была измерена с использованием миллитесламетра МЦРМИ ТП2-2У (диаметр измерительной головки 10 мм). Точность измерения индукции 0,1 мТл. Результаты измере-

ний приведены на графике (рис. 2). При совмещении графиков на рис. 1 и 2 видно, что ход экспериментальной кривой, полученной на нашей установке, имеет тот же вид, что и кривая зависимости индукции нашего магнита от расстояния до измерительной ячейки миллитесламетра. Следовательно, изменение частоты нашего датчика линейно зависит от величины индукции магнитного поля (рис. 3).

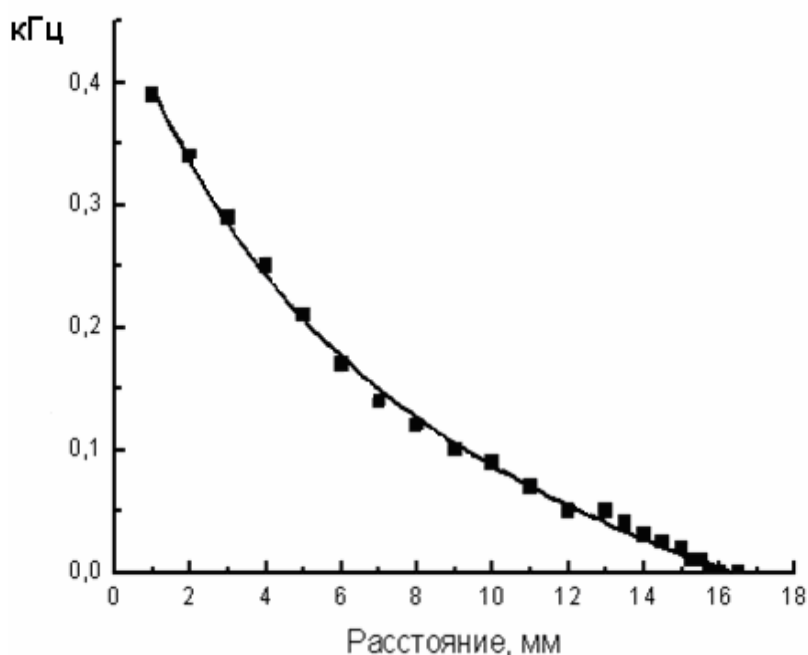


Рис. 3. Зависимость изменения частоты генератора от расстояния между ПКР и магнитом.

Экспериментальные данные были обработаны и в результате получено выражение, описывающее гиперболическую кривую $Y = -0.45 + 4.6 / X^2$, где Y – изменение частоты сенсора в кГц, X – расстояние от поверхности сенсора до магнита в мм (рис. 3).

Нами были рассчитаны величины сил, действующих на поверхность ПКР; они составляют $F_{max} = 5,9 \cdot 10^{-10}$ Н, $F_{min} = 0,42 \cdot 10^{-10}$ Н.

Считая основным фактором, влияющим на изменение частоты ПКР, инерционность присоединенной массы, определим диапазон ее величины, промоделированной с помощью воздействия магнитного поля. Зная коэффициент массчувствительности такого датчика, рассчитали диапазон модельной массы. Получились величины от 0 до 500 нг [2].

Процесс до конца четко не определен и требует дальнейшего детального исследования. Мы можем только сделать предположение, что нелинейность процесса выявляет новые стороны рассмотрения взаимодействия поверхности ПКР с внешними факторами.

Литература:

1. Дж. Стретт (лорд Рэлей). Теория звука, пер. с англ., 2 изд., т.1-2, М., 1955.
2. Ю.К. Алешин, А.П. Сухоруков. Экспериментальное определение чувствительности пьезокварцевого микровзвешивания с помощью электрохимического метода. // Вестник Московского университета. Серия 3. Физика и астрономия. – 2008. №5, С. 36-38.

ВЛИЯНИЕ ПРОВОДИМОСТИ ЖИДКОСТИ НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НАД НЕЙ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА

Аспирант *Ваулин Д.Н.*, студент *Квас А.А.*, науч. сотр. *Калинин А.В.*,
доцент. *Черников В.А.*

Электрический разряд по поверхности воды или входящий воду является объектом, представляющим интерес для исследования как в связи с возможностью его различных технических применений (например, для очистки воды) [1], так и в связи с его природными проявлениями (разряд молнии в воду или во влажную землю) [2,3]. Одним из начальных параметров, определяющих распространение разряда, является собственное сопротивление жидкости. В работе [2] указывается, что имеются верхняя и нижняя границы удельной электропроводности жидкости, ограничивающие область существования разряда, однако, вопрос о том, чем определяются эти пределы, остается открытым. Поэтому целью настоящей работы было детальное экспериментальное изучение характера распространения импульсного разряда над поверхностью воды и ее растворов при достаточно широком диапазоне изменения сопротивления получаемых жидкостей.

В экспериментах использовалась кювета из оргстекла, в которой была сделана полость, наполняемая водой или ее растворами. Над водой располагался высоковольтный электрод (катод) в виде заостренного стержня. Плоский электрод (анод) размещался непосредственно в жидкости у противоположной стенки полости. Источником питания служил высоковольтный импульсный модулятор, вырабатывающий импульсы квазипрямоугольной формы длительностью $\tau = (10 - 800)$ мкс. и максимальной амплитудой в импульсе до 30 кВ. Последовательно с разрядом для ограничения тока включалось балластное сопротивление. Разрядный ток и падение напряжения на разряде регистрировались при помощи низкоомного шунта и делителя напряжения, сигналы с которых подавались на вход многоканального запоминающего осциллографа. Эксперименты проводились при высоте подъема катода над поверхностью воды $h = 5$ мм.

Для изменения сопротивления воды в нее добавлялись либо соляной раствор NaCl (при этом сопротивление жидкости уменьшалось), либо спирт определенной концентрации, что приводило к увеличению сопротивления жидкости. Кроме того, изменялось расстояние между электродами (L), что позволяло дополнительно варьировать сопротивление жидкости.

По полученным осциллограммам тока и падения напряжения определялось время движения разряда от катода к аноду, и, при данном расстоянии между электродами, – средняя скорость его распространения. Из этих же осциллограмм по значениям тока и напряжения в начальный момент времени, когда разряд еще не развился, определялось сопротивление жидкости, при этом не учитывалось сопротивление собственно разряда.

На рис. 1 представлены типичные зависимости времени распространения разряда от катода к аноду от концентрации соли (1-а) и спирта (1-б). А на рис. 2 зависимости средней скорости движения разряда от сопротивления растворов.

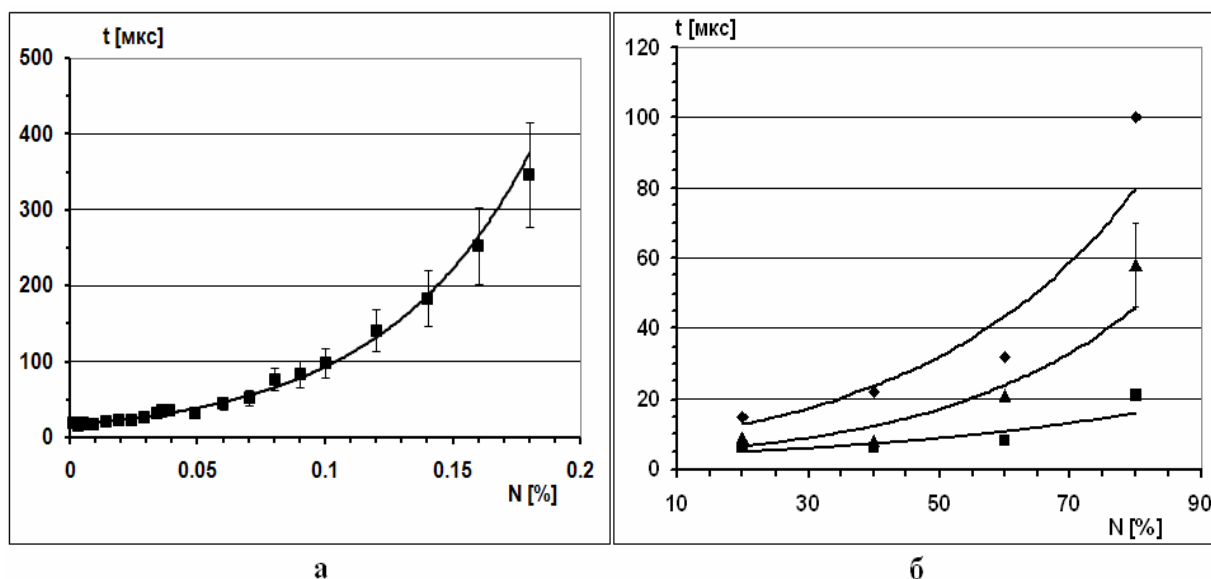


Рис. 1. Зависимость времени распространения разряда от концентрации: а – соляного и б - спиртового растворов. $\diamond$ - $L = 6$ см, $\blacktriangle$ - $L = 5$ см, $\blacksquare$ - $L = 4$ см, $U_0 = 20$ кВ, $R_0 = 1$ кОм

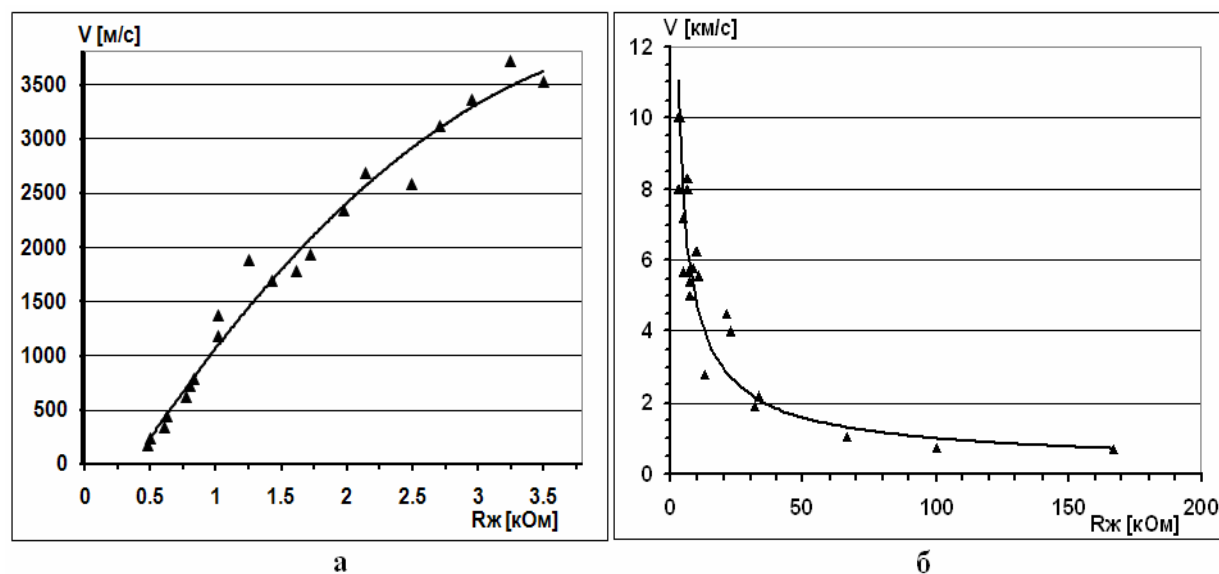


Рис. 2. Зависимость скорости распространения разряда от концентрации: а – соляного и б - спиртового растворов. $U_0 = 20$ кВ, $R_0 = 1$ кОм, $L = 6$ см

Из приведенных графиков следует, что зависимости как времени, так и скорости распространения разряда носят немонокотный характер. При относительно малых сопротивлениях жидкости время распространения разряда падает с ростом сопротивления раствора, а скорость, соответственно, возрастает. При больших же сопротивлениях спиртового раствора время движения разряда от катода к аноду растет при увеличении сопротивления жидкости, а скорость – падает. Таким образом, можно утверждать, что при некоторых величинах сопротивления растворов и время распространения разряда и его скорость достигают экстремальных значений: время минимальных, а скорость максимальных.

Для уточнения значения сопротивления жидкости, при котором наблюдается максимум скорости разряда были проведены эксперименты по определению времени его распространения над поверхностью дистиллированной воды с определенными добавками соли. Результаты таких измерений приведены на рис. 3.

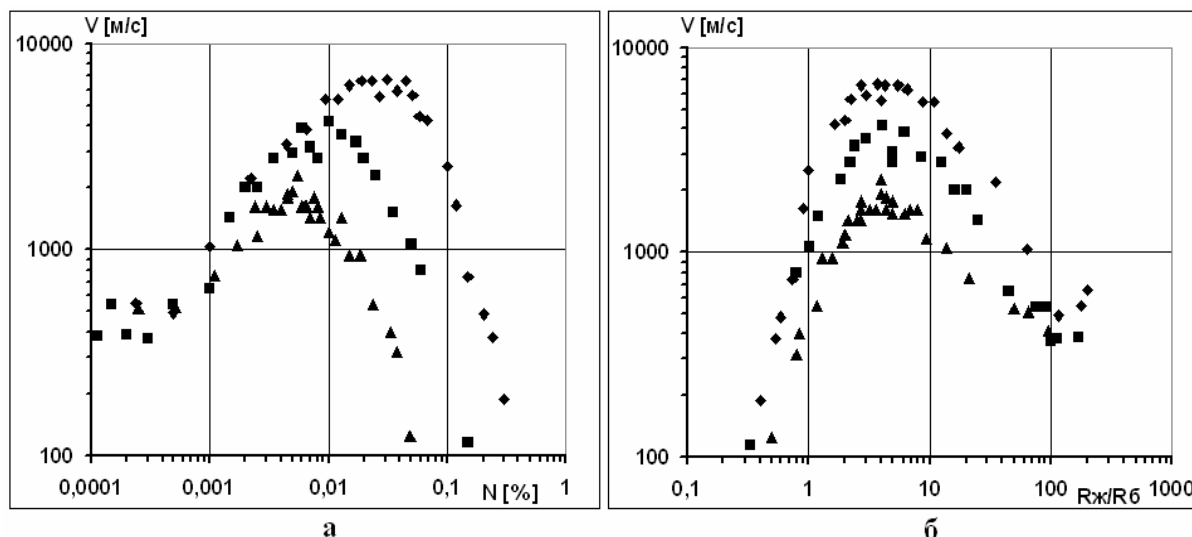


Рис. 3. Зависимость скорости распространения разряда от: а – концентрации соли в дистиллированной воде, б – отношения сопротивления жидкости к балластному $\diamond$ - $R_б = 1$ кОМ, $\blacksquare$ - $R_б = 2$ кОМ, $\blacktriangle$ - $R_б = 4$ кОМ

Из полученных данных следует, что скорость распространения разряда над поверхностью жидкости при изменении в широких пределах ее сопротивления проходит через максимум, положение которого зависит от величины балластного сопротивления. Как видно из рис. 3-б, в условиях данных экспериментов максимальное значение скорости достигается при соблюдении равенства $R_ж = 4R_б$. Таким образом, максимальное значение скорости разряда определяется наличием в электрической цепи сопротивления балласта. Отметим, что в большинстве экспериментов по исследованию разряда над поверхностью воды использовалась схема с емкостным накопителем энергии, при которой сопротивление балласта в цепи отсутствовало, и скорость всегда уменьшалась с увеличением сопротивления жидкости и, следовательно, с уменьшением разрядного тока.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта CRDF RUP2-1514 – МО-06.

Литература

1. Белошеев В.П. Особенности формирования искрового разряда по поверхности воды. ЖТФ, 1996, т. 66, № 8., С. 50.
2. Шмелев В.М., Марголин А.Д. Распространение электрического разряда по поверхности воды и полупроводника. ТВТ, 2003, т. 41, № 6, С. 831.
3. Anpilov F.M., Barkhudarov E.M., Kopev V. A., Kossyi I.A. High-voltage pulsed discharge along the water surface. Electric and spectral characteristics. 28th ICPIG, July, 15-20, 2007, Prague, Czech Republic, Т. № 1

НЕОДНОМЕРНЫЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ СХОДЯЩИЕСЯ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, СОЗДАННЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗРЫВОМ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОЛОЧЕК В ВОЗДУХЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Ст. науч. сотр. Юсупалиев У.

Сходящиеся ударные волны (УВ) являются одним из наиболее известных примеров кумулятивных течений и связаны как с важными прикладными приложениями, так и перспективными научными проблемами. К таким нелинейным волнам относятся неоднородные осесимметричные волны замкнутой конфигурации – тороидальные (кольцевые) УВ и правильные многоугольные УВ. При исследовании таких УВ представляется важным получение ответа на вопрос: возможна ли кумуляция таких УВ? Положительный ответ на этот вопрос был дан для кольцевых УВ в работах [1-8]. Однако в них недостаточно подробно исследована динамика схождения к оси симметрии и отражения от неё указанных волн. В результате этого не выяснен основной вопрос: каково максимальное усиление при схождении этих волн, а также – какова форма фронта правильных многоугольных УВ, отражённых от оси их симметрии? Данная работа посвящена выяснению указанных вопросов.

1. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились в воздухе при атмосферном давлении на двух установках. Первая установка "Фотон" представляла собой разрядный контур с емкостным накопителем электрической энергии ($C_1=144$ мкФ) и зарядным рабочим напряжением U_{01} до 40 кВ [9]. Вторая – также разрядный контур с параметрами $C_2=30$ мкФ и $U_{02}=10\div 25$ кВ. Методы измерения характеристик мощного импульсного разряда подробно изложены в [9].

Тороидальная УВ создавалась электрическим взрывом тонкой медной проволоки кольцевой формы диаметрами кольца $2R_0=50; 22; 15; 10$ см. Для генерации правильных многоугольных УВ был разработан импульсный генератор УВ типа «беличьего колеса», который сравнительно легко позволял изменить число сторон многоугольника n . Многоугольные УВ генерировались при электрическом взрыве медной проволоки (диаметром 0,1 мм), натянутой на диэлектрические шпильки «беличьего колеса» в плоскости, перпендикулярной оси системы. Приведенные ниже данные относятся к части фронта волн, сходящихся к центру «беличьего колеса» и лежащих в плоскости натянутой проволоки. В эксперименте использовались два таких генератора с диаметрами описанной окружности около правильных многоугольников $2R_0 = 22$ и 10 см. Исследовалось схождение правильных многоугольных УВ с числами сторон $n=3; 4; 5; 6; 8; 10; 12$ и 16.

Для регистрации и определения основных характеристик УВ использовалась теневая установка со сверхскоростным фоторегистратором СФР-2М и мощной импульсной подсветкой ЭВ-45. Изучалась динамика схождения УВ к оси симметрии и отражения от неё в плоскости тора (многоугольни-

ка), а также в плоскости, проходящей через ось симметрии. Это достигалось регистрацией теневой картины динамики схождения УВ в перпендикулярном к оси OZ направлении и вдоль этой оси фоторегистратором СФР-2М, работающим как в покадровом режиме, так и в режиме фоторазвертки (развертка во времени).

Для дальнейшего изложения данных по исследованию таких УВ выберем цилиндрическую систему координат так, чтобы ось OZ совпадала с осью симметрии тора (правильного многоугольника), а начало координат ($Z = 0, r = 0$) – с центром тора (многоугольника).

2. Экспериментальные результаты

Начальные числа Маха и количество ударных волн, генерируемых за один импульс разряда. Опыт показал, что в наших условиях за один импульс разряд может генерировать от одной до трёх ударных волн. Как зависят количество этих волн и их начальные числа Маха M_{TSW0i} от характеристик разряда и окружающего разряд газа? Для ответа на этот вопрос рассмотрим механизм генерации УВ электрическим взрывом тонких металлических проволочек. Процесс расширения такого разряда достаточно подробно исследован в работе [9] и в цитируемых в ней публикациях. Из них следует, что канал разряда сначала расширяется со скоростью V_{in} в несколько раз большей, чем скорость звука в невозмущённом окружающем газе c_0 ($V_{in}/c_0 > 1,2 \div 6,0$). Затем скорость расширения канала-поршня УВ уменьшается, что приводит к отрыву УВ от токовой зоны разряда. То есть механизм формирования УВ кольцевым разрядом такой же, как при импульсном сильноточном электрическом разряде в плотном газе. Кроме того, УВ вблизи своего поршня – взрывающейся проволоочки – имеет цилиндрическую форму. Поэтому для определения количества УВ и их начальных чисел Маха можно использовать закономерности, установленные для указанного разряда [10]. В ней получена формула для начальной скорости расширения разрядного канала V_{in} . Учитывая связь между скоростью поршня V_{in} и скоростью УВ, для начального числа волны M_{TSW0} получим формулу:

$$M_{TSW0}(\Xi) \cong \frac{\gamma_\infty + 1}{2} \left(\frac{V_{in}}{c_0} \right) = \frac{\gamma_\infty + 1}{2\sqrt{D}} \sqrt{\frac{1}{2}(\sqrt{1 + 2\Xi} - 1)}, \quad (1)$$

где $\Xi = (U_{d0} F A_0) / B_0^2$ – безразмерный комплекс импульсного сильноточного электрического разряда в газе, $B_0 = \pi l_0 p_\infty B$, $A_0 = \pi l_0 \rho_\infty A$, $D = B/A$, U_{d0} – начальное падение напряжения на разрядном промежутке длиной $l_0 = 2\pi R_0$, F – начальная скорость нарастания разрядного тока, p_∞ , ρ_∞ , и γ_∞ – соответственно, давление, плотность и показатель адиабаты окружающего газа,

$$B = \left[\frac{\alpha I_{eff}}{\theta_\infty} - \left(\frac{1}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty + 1} \right) - \left(\frac{1}{\gamma_\infty - 1} \right) - \left(\frac{2\gamma_\infty}{\gamma_\infty + 1} \right) \right], \quad A = \left[\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_d - 1} \right) \left(\frac{\gamma_\infty + 1}{2} \right) + \frac{1}{2} \right],$$

I_{eff} – энергия, затраченная на ионизацию одной частицы газа, γ_d – показатель адиабаты плазмы разрядного канала; $\theta_\infty = kT_\infty$, $T_\infty = 300$ К – температура окружающего газа (k – постоянная Больцмана), α – средняя степень ионизации разрядного канала. Безразмерный комплекс Ξ не зависит от характерных времен и размеров разрядов.

На рис.1 приведены экспериментальные зависимости начальных чисел Маха M_{SW0i} УВ от безразмерного инварианта разряда Ξ . Из этих данных следует, что с увеличением Ξ (скорости вводимой в разряд погонной мощности при заданном давлении газа) количество ударных волн, генерированных за один импульс разряда, растёт. При малых величинах Ξ ($0,05 \leq \Xi \leq 0,15$) разряд генерирует только одну УВ с M_{SW0} , заключенным в интервале $1,1 \leq M_{SW0} \leq 3,0$; в интервале изменения инварианта $0,25 \leq \Xi < 0,68$ разряд генерирует две УВ: первая УВ имеет $M_{SW01} = 3,8 \div 5,6$; а вторая УВ – $M_{SW02} = 1,8 \div 3,2$. Если $\Xi \geq 0,73$, то импульсный разряд генерирует три УВ: первая УВ имеет $M_{SW01} \geq 6,0$; а вторая и третья ударные волны – $M_{SW02} \geq 3,4$ и $M_{SW03} \geq 1,8$ соответственно.

Кривая 1, построенная по формуле (1) для взрыва проволок в воздухе при атмосферном давлении, $\gamma_d = 1,24$ и $\alpha = 1$, приведена на рис.1. Сравнение этой кривой с опытными данными показывает, что она согласуется с этими данными для первой УВ. Это означает, что, зная величину инварианта Ξ , на основе формулы (1) можно предсказать количество УВ и число Маха первой УВ.

Тороидальная ударная волна.

Динамика схождения УВ к оси OZ и отражения от неё в плоскости тора ($Z=0$). Процесс схождения такой УВ к оси OZ в плоскости тора ($Z=0$) представлен на рис.2. По мере приближения к центру кольцевая форма УВ сохраняется. Момент кумуляции УВ в центре тора принят за $t=0$, соответственно, при $t < 0$ волна сходится к оси OZ , а при $t > 0$ – отражается от неё.

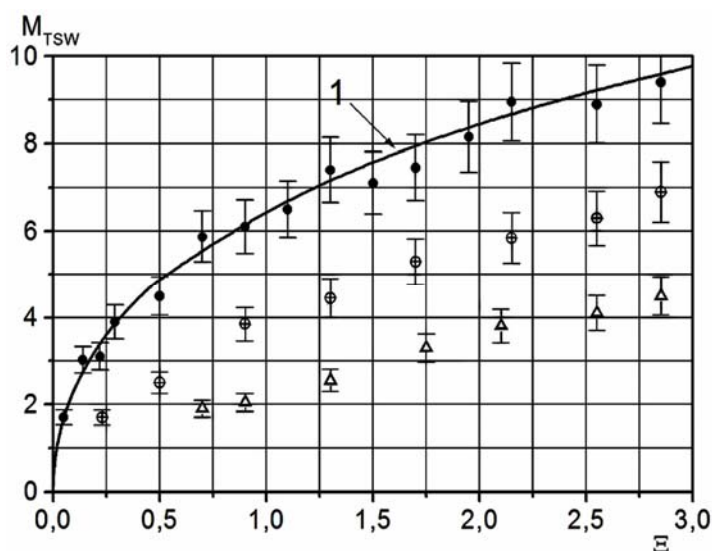


Рис.1. Зависимости начальных чисел Маха тороидальных ударных волн, генерированных за один импульс разряда, от безразмерного инварианта импульсного электрического разряда в плотном газе Ξ . ● – первая ударная волна (УВ), ⊕ – вторая УВ, Δ – третья УВ

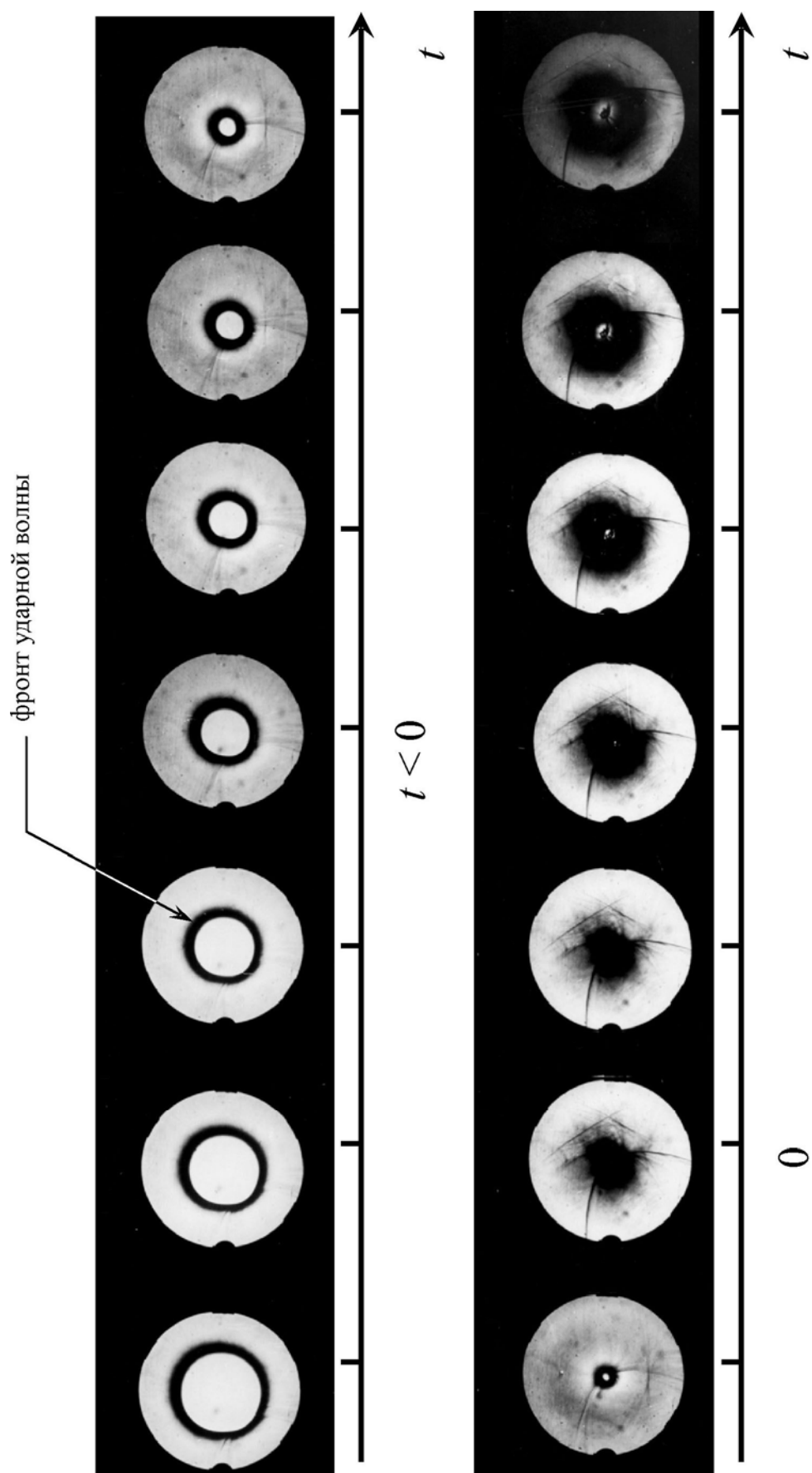


Рис.2. Процесс схождения тороидальной ударной волны к оси симметрии тора и отражения от неё в плоскости тора ($Z = 0$).
Момент кумуляции ударной волны в центре тора принят за $t = 0$. Длительность экспозиции кадра равна 4 мкс

Характерная развертка по времени процесса схождения тороидальной УВ к оси $0Z$ и отражения от неё приведена на рис. 3. Как видно из рисунка, по мере приближения фронта УВ к центру её скорость растет, причём чем ближе к центру, тем сильнее, т.е. наблюдается эффект кумуляции УВ. Эта тенеграмма получена без внесения искажений во фронт сходящейся волны за один импульс разряда. Такая динамика схождения УВ наблюдается не только при строго кольцевой форме первоначально образовавшейся УВ, но и при наличии слабых азимутальных возмущений. При этом искажения формы фронта волны должны быть малыми ($\Delta R \ll R_0$), в противном случае кумуляции УВ не наблюдается.

Экспериментально установленная нами зависимость от времени радиуса фронта сходящейся к оси $0Z$ и отражённой от неё УВ аппроксимируется соотношением:

$$r_{TSWi}(t) = A_{TSWi} |t|^\beta, \quad (2)$$

где показатель степени $\beta \approx 0,81$. Здесь при $i=1$ – сходящаяся волна УВ, $i=2$ – отражённая волна. Между коэффициентами сходящейся волны A_{TSW1} и отражённой волны A_{TSW2} существует следующее соотношение: $A_{TSW1} > A_{TSW2}$, поскольку отраженная УВ распространяется против сходящегося потока газа, возникающего за фронтом сходящейся УВ.

Исследование зависимости скорости схождения тороидальной УВ V_{TSW} от радиуса её фронта r_{TSW} показало, что при $2R_0 = 50$ и 22 см (больших диаметрах кольцевого разряда) в интервале $0,45R_0 \leq r_{TSW} < R_0$ величина V_{TSW} уменьшается, а в интервале $r_{TSW} < 0,4R_0$ начинает увеличиваться. При радиусе фронта УВ $r_{TSW} \approx (0,30 \div 0,35)R_0$ скорость этого фронта становится равной начальной скорости V_{TSW0} . Для кольцевого разряда с $2R_0 = 10$ см в интервале $0,45R_0 \leq r_{TSW} < R_0$ скорость схождения волны V_{TSW} практически остаётся постоянной, а усиление волны начинается при $r_{TSW} < 0,3R_0$. Такая закономерность изменения скорости УВ объясняется тем, что при больших

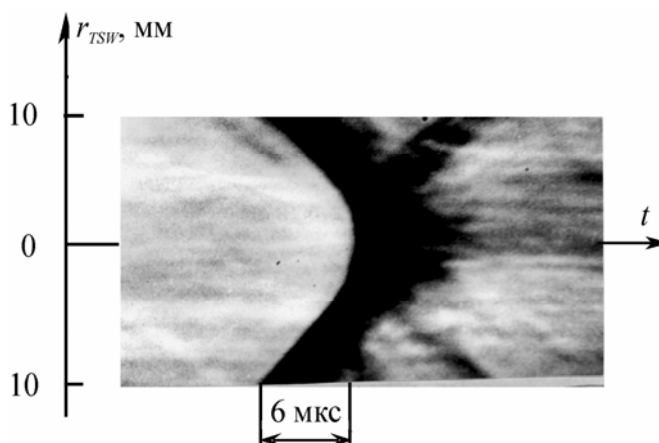


Рис.3. Развёртка во времени процесса схождения тороидальной УВ к оси её симметрии ($0Z$) и отражения от неё в плоскости тора ($Z=0$). Радиус кольца равен $R_0=5$ см. По мере приближения фронта УВ к центру её скорость растет, причём чем ближе к центру, тем сильнее, т.е. наблюдается эффект кумуляции тороидальной УВ

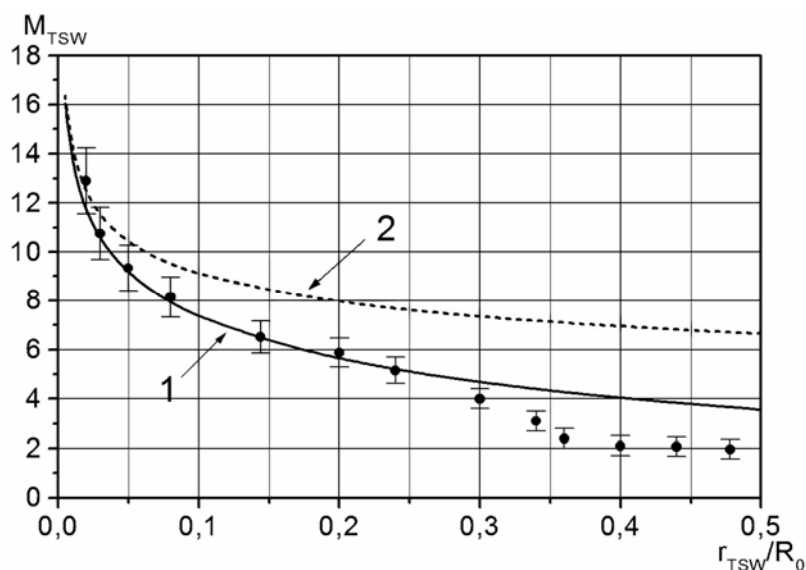


Рис. 4.

УВ от относительного радиуса её фронта r_{TSW}/R_0 при значении безразмерного комплекса $\Xi \approx 0,6$ в плоскости тора ($Z = 0$) приведена на рис.4. Видно, что существенное усиление волны наблюдается вблизи оси системы (при $r_{TSW}/R_0 < 0,14$).

Динамика тороидальной УВ в плоскости, проходящей через ось $0Z$. Пространственная конфигурация тороидальной УВ в этой плоскости в момент кумуляции имеет вид, показанный на рис.5, *a*. Такая форма УВ является следствием ускорения ее части, обращённой к оси тора. В этот момент времени эта часть фронта УВ представляет собой две квазиконические УВ с общей вершиной в центре тора (в точке 0) и общей осью симметрии $\pm 0Z$. Число Маха таких квазиконических УВ вдоль их фронта по мере отхода от главной плоскости тора (по мере увеличении координаты Z) уменьшается. По этой причине такие волны в отличие от конических названы квазиконическими. В следующий момент времени формируется отраженная УВ, фронт которой образует тело вращения с осью $0Z$ (рис.5, *b* и рис.5, *b*₁). Со временем вершины квазиконических УВ удаляются от главной плоскости тора, а угол раствора 2α при их вершинах непрерывно увеличивается. В условиях данного эксперимента (при варьировании числа Маха M_{SW0} в пределах $1,5 \div 4,0$ и пространственном разрешении фронта УВ 1 мм) характерные для нерегулярного отражения УВ волну Маха и тангенциальную поверхность удалось регистрировать, начиная лишь с определенного значения угла раствора 2α , а именно $\alpha_0 = 25 \div 27^\circ$ (рис.5, *c* и рис.5, *c*₁). Волна Маха имеет форму поверхности диска, соединяющего фронт квазиконической УВ, а тангенциальная поверхность – форму боковой поверхности конуса, у которого основанием является волна Маха.

радиусах фронта волны тороидальную УВ можно рассматривать как расширяющуюся цилиндрическую УВ. Поэтому, согласно закономерностям расширения такой УВ [11], по мере роста r_{TSW} скорость её фронта уменьшается.

Экспериментальная зависимость числа Маха M_{TSW} сходящейся тороидальной

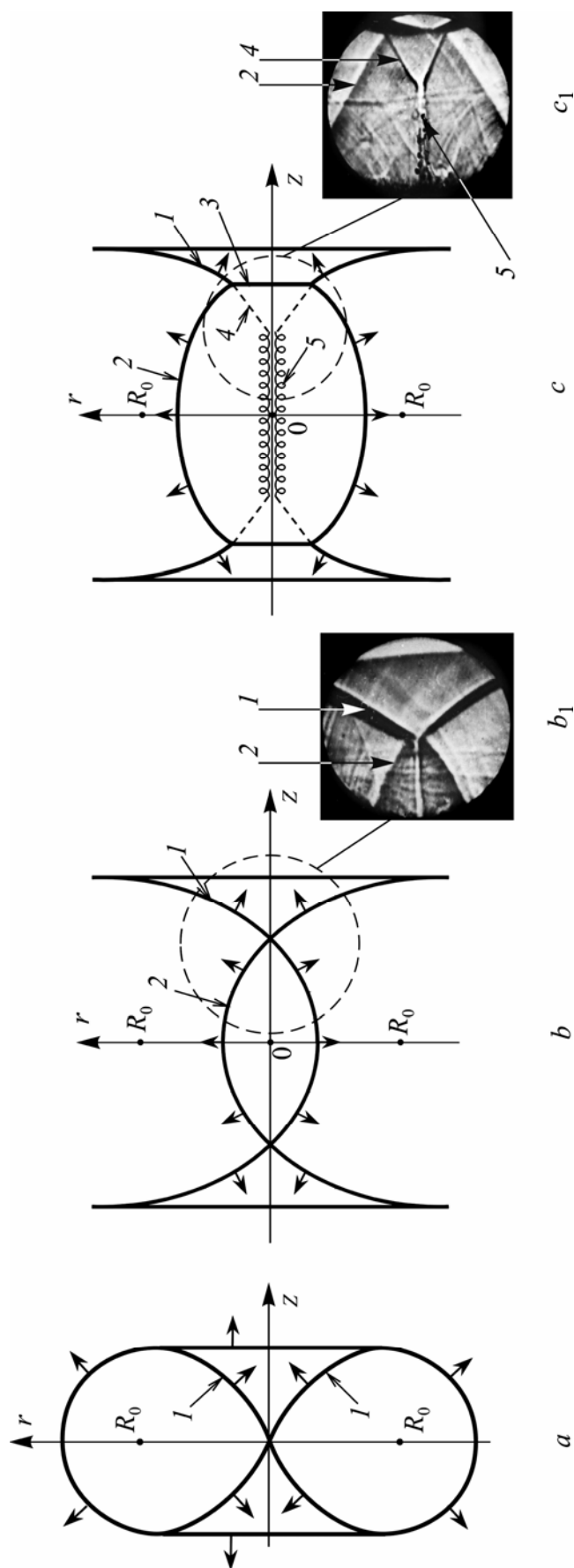


Рис. 5. Качественная картина динамики схождения тороидальной ударной волны к оси симметрии тора и отражения от неё, *a* – конфигурация тороидальной УВ в момент схождения к оси её симметрии, *b*, *c* – конфигурации УВ после момента отражения от её оси, *b*₁, *c*₁ – изображения конфигурации ударных волн, полученные с помощью теневой установки. 1 – падающая ударная волна (квазиконическая УВ); 2 – отражённая ударная волна; 3 – волна Маха; 4 – контактная поверхность; 5 – вихри, возникающие вследствие неустойчивости контактной поверхности 4. R_0 – начальный радиус кольцевого разряда

Изучение зависимости координаты волны Маха Z_M вдоль оси OZ от времени показало, что волна Маха распространяется практически с постоянной скоростью $D_M = dZ_M/dt$, причём $D_M > D_0$, где D_0 – скорость квазиконической (падающей на ось симметрии) УВ. Например, для режима кольцевого разряда, приведённого на рис.5, $D_M \approx 960$ м/с и $D_0 \approx 640$ м/с ($D_M/D_0 \approx 1,5$).

До образования волны Маха на тенеграмме видна оптическая неоднородность вдоль оси OZ (см. рис.5, b_1), причем после нерегулярного отражения квазиконической УВ она соединяется с тангенциальной поверхностью тройной конфигурации ударных волн. Из-за разрыва касательной компоненты скорости газа на тангенциальной поверхности через некоторое время из неё формируется свободный слой сдвига. Такой слой, как известно [11], представляет собой неустойчивое течение и при временах t больше, чем характерное время развития неустойчивостей τ , имеет тенденцию к образованию неоднородных вихревых структур, наложенных на мелкомасштабную турбулентность, где $\tau = l/\varepsilon$, l – характерный размер возмущений, ε – инкремент нарастания неустойчивостей. Величина времени τ в условиях данного эксперимента составляла $\tau \approx 250$ мкс. Из рис.5, c_1 видно, что развитие неустойчивостей тангенциальной поверхности вдоль оси OZ начинается от плоскости $Z = 0$ и при $t > \tau$ она превращается в цепочку диаметрально расположенных кружочков – оптических неоднородностей, которые, по всей видимости, представляют собой неоднородные вихревые структуры. По мере приближения к плоскости $Z = 0$ эти кружочки удаляются от оси OZ , что объясняется оттоком газа за отраженной УВ.

Правильные многоугольные УВ

Динамика схождения УВ к центру многоугольника в его плоскости.

Было установлено, что в зависимости от начального числа Маха УВ M_{sw0} и числа сторон правильного многоугольника n реализуется два режима схождения к центру многоугольника: схождение с изменением и без изменения числа сторон n .

На рис.6 – рис.10 показана характерная динамика схождения правильных трёх-, четырёх-, пяти-, шести- и восьмиугольных ударных волн, соответствующая указанным режимам схождения. Видно, что в случае $n \geq 6$ форма фронта ударной волны по мере схождения её к центру системы претерпевает изменения: в вершинах многоугольников появляются плоские срезы, тогда как для многоугольных УВ с числами сторон $n \leq 5$ такого не происходит. В режиме схождения УВ с изменением числа сторон n через некоторое время после начала генерации УВ число сторон удваивается: шестиугольная (восьмиугольная) УВ превращается в двенадцатиугольную (шестнадцатиугольную) (рис. 9 при t_3 и рис.10 при t_2). При дальнейшем схождении двенадцатиугольная (шестнадцатиугольная) УВ снова превращается в шестиугольную (восьмиугольную) (рис. 9 при t_5 и рис.10 при t_3). При этом конечная сходящаяся УВ оказывается повернутой на угол $180^\circ/n$ относительно первоначальной: сравните рис.9 при t_1 и t_5 ; рис.10 при t_1 и t_3 .

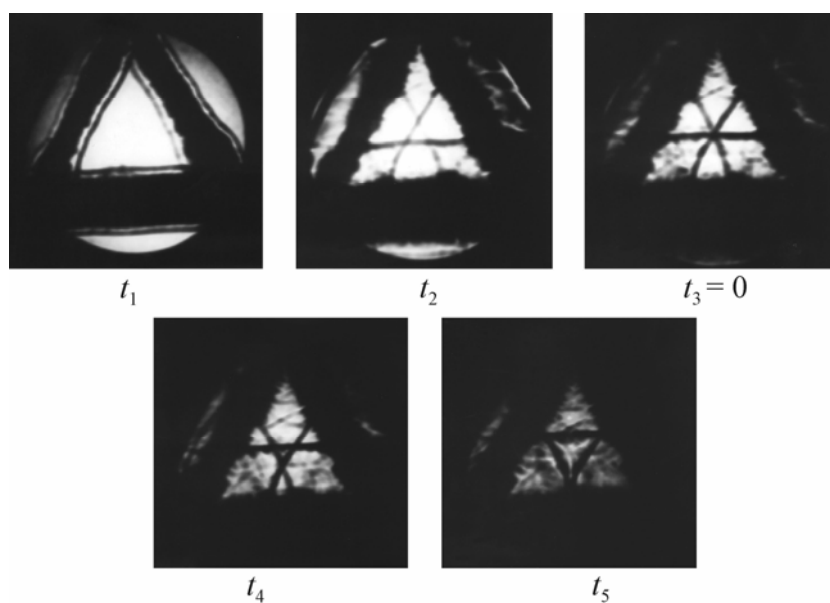


Рис.6. Процесс схождения правильной треугольной ударной волны к её центру и отражения от него

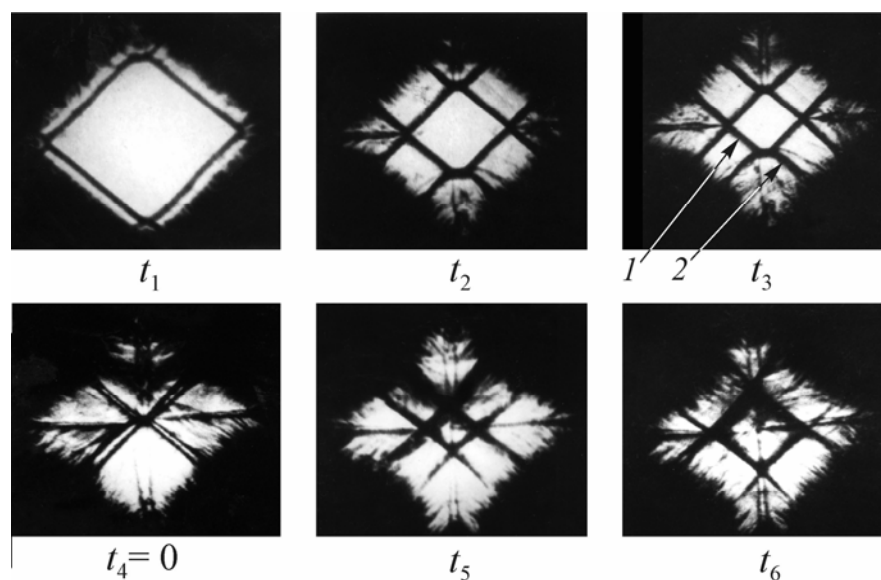


Рис.7. Процесс схождения правильной четырехугольной ударной волны (УВ) к её центру и отражения от него. 1 – сходящаяся УВ; 2 – отраженная УВ

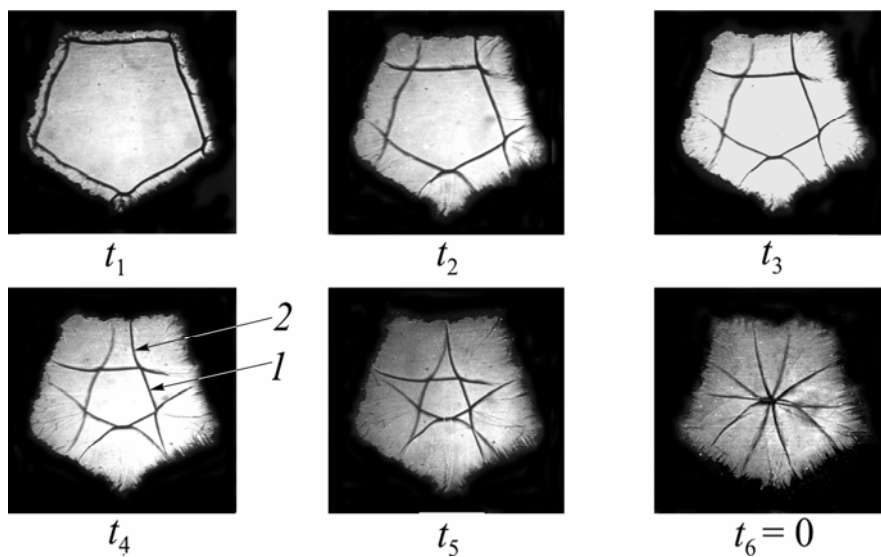


Рис. 8. Процесс схождения правильной пятиугольной ударной волны (УВ) к центру многоугольника. 1 – сходящая УВ; 2 – отраженная УВ

Для правильных многоугольных УВ с числом сторон $n \geq 6$ в момент достижения сходящейся УВ центра многоугольника (момент кумуляции) система отраженных УВ (например, цифра 2 на рис.9) образует $2n$ -конфигурацию ударных волн (в форме веера на рис.9 при $t_7 = 0$ и рис.10 при $t_5 = 0$), фронты которых имеют общую точку в центре многоугольника. До момента кумуляции они движутся попарно навстречу друг к другу.

Для объяснения такой динамики схождения многоугольной УВ к центру многоугольника рассмотрим два смежных элемента такой УВ, расположенных под внутренним углом многоугольника $\varphi = \frac{180^\circ (n-2)}{n}$. Разло-

жим скорость потока газа за фронтом сходящейся УВ на перпендикулярную $V_\perp$ и параллельную $V_\parallel$ составляющие к плоскости W , проходящей через отрезок OO_1 и перпендикулярной плоскости рисунка (см. рис.11, а при t_1 и рис.11, б при t_1). Плоскость W является как бы жёсткой стенкой для встречно движущихся потоков газа со скоростью $V_\perp$ за фронтом сходящейся УВ $A'_1A'_2$. Таким образом, задача схождения одного элемента правильной многоугольной УВ сводится к задаче вхождения ударной волны $A'_1A'_2$ в клиновидную полость O_1OO_2 , из которых и состоит правильный многоугольник (см. рис.11,а при t_1 и t_2 ; рис.11,б при t_1 и t_2). Отсюда, зная характер вхождения УВ в клиновидную полость и восстановив многоугольник из n клиновидных полостей, можно проследить по времени динамику схождения многоугольной УВ.

Нетрудно убедиться, что в условиях эксперимента для правильных многоугольных УВ с числом сторон $n \leq 5$ отражение их смежных элементов является регулярным (угол падения ω_l ударной волны $A'_1A'_2$ на плоскость W меньше критического угла $\omega_{кр}$, (рис.11,а при t_1), а для правильных многоугольных УВ с числом сторон $n \geq 6$ отражение этих элементов – нерегулярным ($\omega_l > \omega_{кр}$, рис.11,б при t_1). При нерегулярном отражении правильной шестиугольной (восьми угольной) УВ образуются шесть (восемь) волн Маха A_2A_3 , A_4A_5 , A_6A_7 , A_8A_9 , $A_{10}A_{11}$, $A_{12}A_1$ (плоские срезы в вершинах многоугольника на рис.11,б при t_1). В результате нерегулярного отражения каждого элемента правильной шестиугольной УВ при его вхождении в клиновидную полость (элемента $A'_1A'_2$ при вхождении в полость O_1OO_2 на рис.11,б при t_1) исходная шестиугольная УВ превращается в систему ударных волн, состоящую из результирующей сходящейся двенадцатиугольной УВ и двенадцати отражённых УВ (обозначенных цифрой 2 на рис.11,б при t_1). При этом, как видно из рис.11,б при t_1 , фронт результирующей сходящейся двенадцатиугольной УВ состоит из шести волн Маха (A_2A_3 , A_4A_5 , A_6A_7 , A_8A_9 , $A_{10}A_{11}$, $A_{12}A_1$) и шести элементов исходной сходящейся волны (A_1A_2 , A_3A_4 , A_5A_6 , A_7A_8 , A_9A_{10} , $A_{11}A_{12}$).

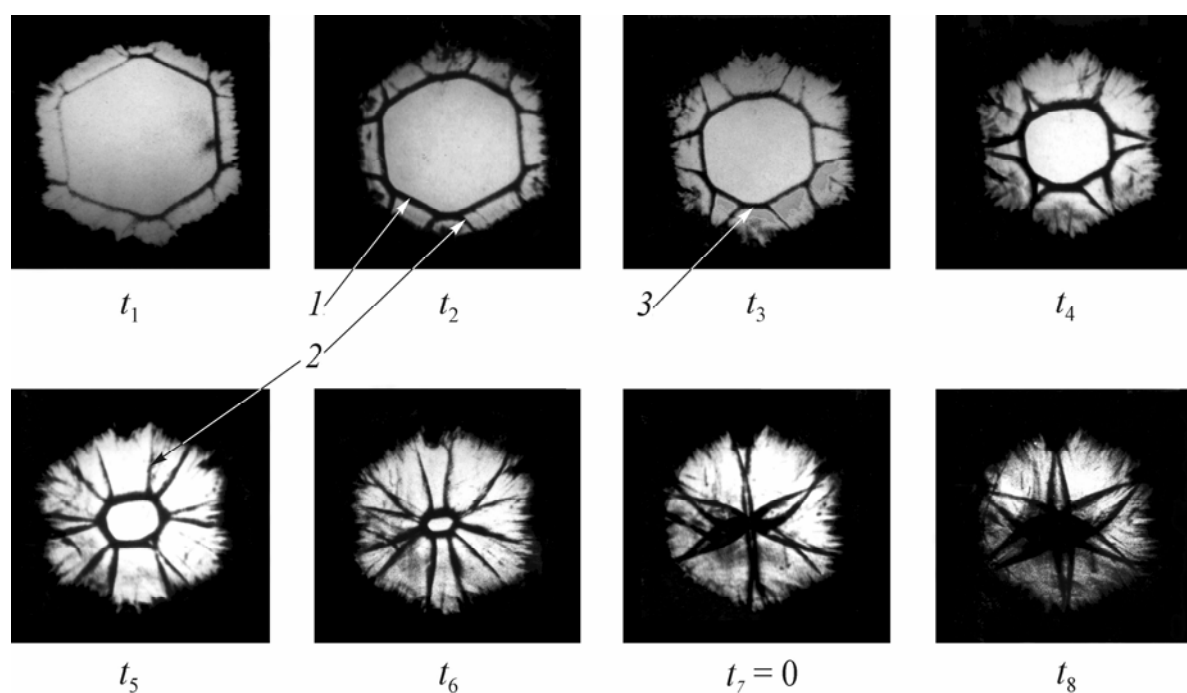


Рис.9. Процесс схождения правильной шестиугольной ударной волны (УВ) к её центру и отражение от него. 1 – сходящая (падающая) УВ; 2 – отраженная УВ; 3 – волна Маха

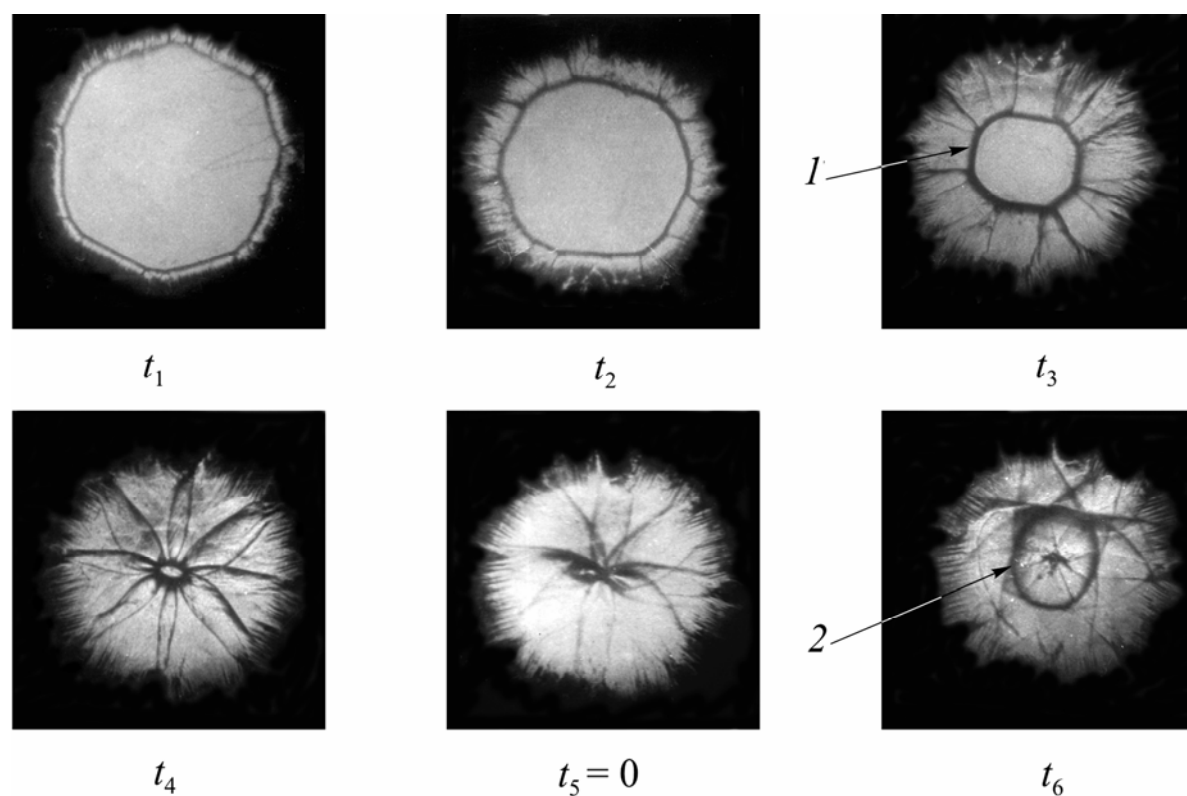


Рис.10. Динамика схождения правильной восьмиугольной ударной волны к центру многоугольника и отражение от него. 1 – фронт сходящейся УВ; 2 – фронт отраженной УВ

По мере схождения результирующей сходящейся УВ длины фронтов элементов исходной сходящейся волны (A_1A_2 , A_3A_4 , A_5A_6 , A_7A_8 , A_9A_{10} , $A_{11}A_{12}$) уменьшаются, а длины фронтов волн Маха – увеличиваются. При этом тройные точки в каждой клиновидной полости (точки A_1 и A_2 в O_1OO_2 ; A_3 и A_4 ; A_5 и A_6 ; A_7 и A_8 ; A_9 и A_{10} ; A_{11} и A_{12} на рис.11,б при t_1) движутся навстречу. Когда длины фронтов сходящейся волны станут равными нулю (точки A_1 и A_2 ; A_3 и A_4 ; A_5 и A_6 ; A_7 и A_8 ; A_9 и A_{10} ; A_{11} и A_{12} совпадают), тогда двенадцатиугольная УВ превращается в правильную шестиугольную УВ (рис.11,б при t_2), состоящую только из волн Маха (отрезков): $A_1(A_2)A_3(A_4)$, $A_3(A_4)A_5(A_6)$, $A_5(A_6)A_7(A_8)$, $A_7(A_8)A_9(A_{10})$, $A_9(A_{10})A_{11}(A_{12})$. Сравнивая рис.11, б при t_1 и рис.11, б при t_2 , приходим к выводу о том, что результирующая сходящаяся УВ (правильная шестиугольная УВ на рис.11, б при t_2) повернута на угол $180^\circ/n$ относительно первоначальной правильной шестиугольной УВ. В момент времени t_2 общая система ударных волн состоит из волн Маха и отражённых ударных волн 2. При этом в вершинах правильной шестиугольной УВ (в точках $A_1(A_2)$, $A_3(A_4)$, $A_5(A_6)$, $A_7(A_8)$, $A_9(A_{10})$, $A_{11}(A_{12})$) происходят столкновения попарно встречно распространяющихся отражённых ударных волн 2 (рис.11,б при t_2).

Итак, из вышеизложенного следует, что причиной удвоения числа сторон сходящейся многоугольной УВ, а затем восстановления её исходного числа сторон является нерегулярное отражение смежных элементов многоугольной УВ.

Из рис.11,б при t_1 можно определить соотношения между скоростями сходящейся волны A_1A_2 , волны Маха $A_{12}A_1$ и тройной точки A_1 . За время dt указанные ударные волны проходят расстояния A_1C и $A_1'B$, а тройная точка A_1 – расстояние $A_1'A_1$. Отсюда следует, что скорость тройной точки V_{A_1} больше скорости волны Маха D_M , а сама величина, D_M больше скорости сходящейся волны D_{CYB} : $V_{A_1} > D_M > D_{CYB}$. Обработка тенеграм схождения правильной шестиугольной УВ в различные моменты показала, что в исследованном диапазоне начального числа Маха УВ между скоростями тройной точки и указанных ударных волн V_{A_1} , D_M и D_{CYB} имеют следующие соотношения: $D_M/D_{CYB} \approx 1,54$; $V_{A_1}/D_M \approx 1,1$; и $V_{A_1}/D_{CYB} \approx 1,7$.

На рис.10 при t_6 показана форма отраженной правильной восьмиугольной УВ от оси симметрии OZ . Видно, что при отражении сходящейся правильной многоугольной УВ происходит перестройка формы её фронта: форма фронта отраженной УВ становится гладкой (на рис.10 она обозначена цифрой 2). Эта отражённая УВ взаимодействует с отраженными ударными волнами, возникшими при нерегулярном отражении сходящейся правильной многоугольной УВ (см. рис.11,б такие волны обозначены цифрой 2)

Экспериментальная зависимость радиуса фронта r_{MSW} многоугольных УВ с $n \geq 10$ вблизи оси симметрии OZ от времени t описывается соотношением (2), так как вблизи оси OZ форма фронта таких многоугольных УВ с $n \geq 10$ практически не отличается от тороидальной формы.

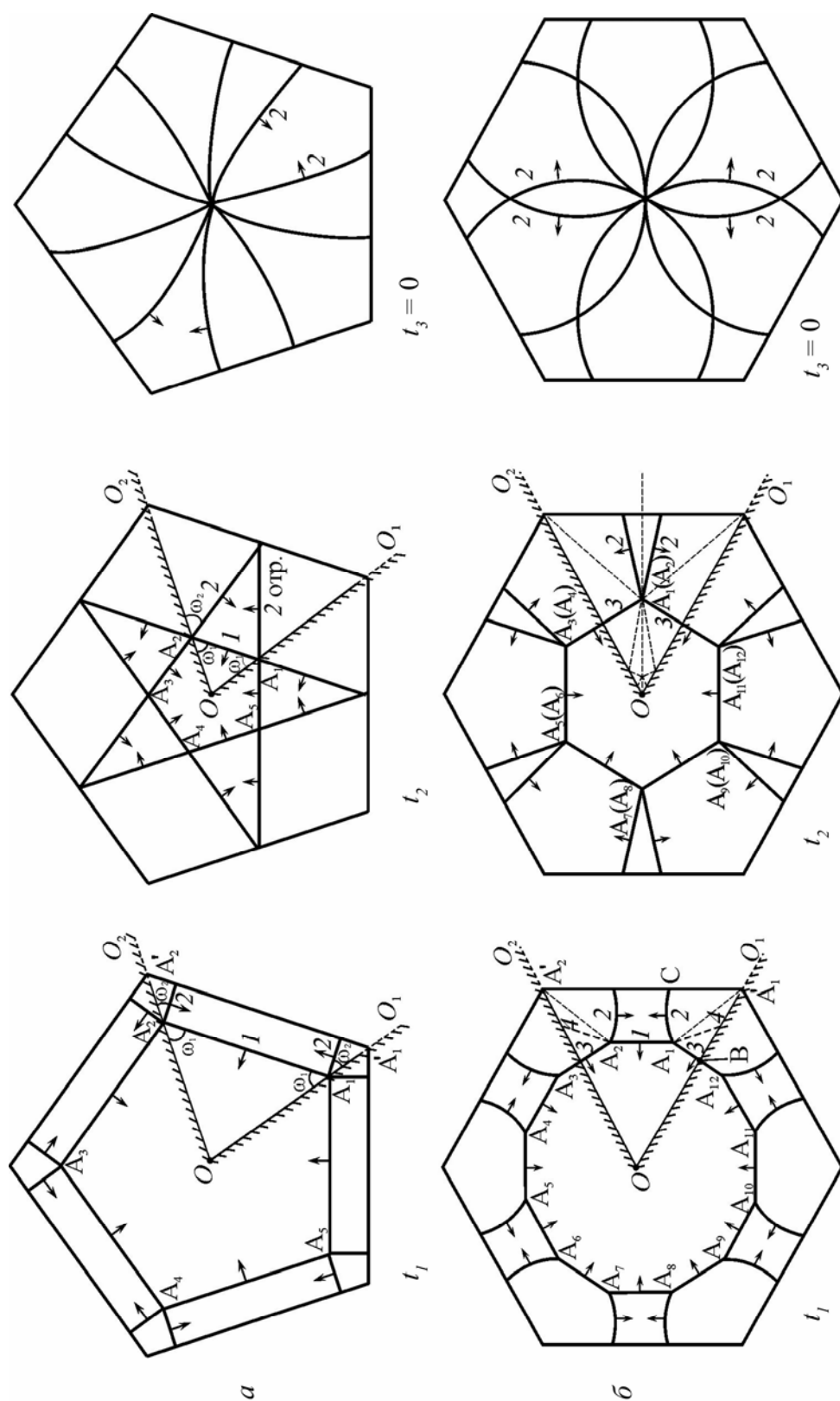


Рис.1.11. Качественная картина последовательности процесса схождения правильных пятиугольной (а) и шестиугольной (б) ударных волн (УВ): 1 – сходящаяся УВ (для пятиугольной волн: $A_1A_2, A_2A_3, A_3A_4, A_4A_5, A_5A_1$; для шестиугольной волн: $A_1A_2, A_2A_3, A_3A_4, A_4A_5, A_5A_6, A_6A_7, A_7A_8, A_8A_9, A_9A_{10}, A_{10}A_{11}, A_{11}A_{12}$); 2 – отраженная УВ; 3 – волны Маха (для шестиугольной волн: $A_2A_3, A_4A_5, A_6A_7, A_8A_9, A_{10}A_{11}, A_{12}A_1$); 4 – контактная поверхность; ω_1 и ω_2 – угол падения и угол отражения сходящейся УВ (между фронтом волны и стенкой OO_1); тройные точки A_1 и A_2 в клиновидной полости O_1OO_2 ; в других клиновидных полостях такими точками являются $A_3, A_4, A_5, A_6, A_7, A_8, A_9, A_{10}, A_{11}$ и A_{12}

Итак, для правильных многоугольных УВ с числом сторон $n \geq 10$ закон схождения их фронтов к оси симметрии такой же как, и для тороидальной УВ, поскольку при $n \rightarrow \infty$ правильная многоугольная УВ превращается в тороидальную УВ.

О максимальном усилении тороидальной УВ. Для определения скорости кольцевой УВ автор работ [2] применил приближённую модель ССВ [12] и получил следующую формулу для числа Маха сходящейся кольцевой УВ в плоскости кольца ($Z = 0$) вблизи его оси симметрии ($r_{TSW} \ll R_0$):

$$M_{TSW} = \frac{n}{C_0(n+1)} r_{TSW}^{\frac{1}{n}} \left[\frac{1}{1 - 2 \left(\frac{n}{n+1} \right) \frac{C_1}{C_0} r_{TSW}^{1-1/n}} \right], \quad (3)$$

где C_0 и C_1 – произвольные числа, $n = 1 + 2 / \gamma_\infty + \sqrt{2\gamma_\infty / (\gamma_\infty - 1)}$. Для газа с $\gamma_\infty = 1,4$ $n = 5,1$. Из приближённой модели ССВ в одномерном случае можно получить выражение для числа Маха сходящейся цилиндрической УВ (либо из (3) при $C_1 = 0$):

$$M_{CSW} = \frac{n}{C_0(n+1)} r_{CSW}^{\frac{1}{n}}. \quad (4)$$

Числа C_0 и C_1 в рамках этой модели не определяются, в чём и состоит её недостаток. Для сравнения выводов этой приближённой модели с опытными данными для сходящейся тороидальной УВ необходимо определить неизвестные числа C_0 и C_1 . Рассмотрим тороидальную УВ вблизи оси симметрии (при $r_{TSW} \ll R_0$). Такая УВ при $r_{TSW} \ll R_0$ и $|Z| \ll R_0$ не сильно отличается от цилиндрической УВ. Тогда при начальных условиях $r_{CSW} = R_0$, $M_{CSW}(R_0) = M_{CSW0}$ из (4) определим число $C_0 = \left(\frac{n}{n+1} \right) \frac{R_0^{-1/n}}{M_{CSW0}}$. Подставляя C_0 в (4), для числа Маха сходящейся цилиндрической УВ получим следующую формулу:

$$M_{CSW}(r_{CSW}) = M_{CSW0} \left(\frac{r_{CSW}}{R_0} \right)^{\frac{-1}{n}}. \quad (5)$$

Теперь, предполагая, что вблизи оси симметрии фронт тороидальной УВ в плоскости тора ($Z = 0$) не сильно отличается от цилиндрической УВ, из (3) получим

$$M_{TSW}(r_{TSW}, \Xi) = M_{TSW0}(\Xi) \left(\frac{r_{TSW}}{R_0} \right)^{\frac{-1}{n}} \left[1 - 2C_1 M_{TSW0}(\Xi) \left(\frac{r_{TSW}}{R_0} \right)^{1-\frac{1}{n}} \right]^{-1}, \quad (6)$$

где $M_{TSW0}(\Xi)$ – начальное число Маха, определяемое формулой (1). Итак, в выражении (6) неизвестным остаётся только число C_1 , величина которого может быть определена из опытных данных (рис.4) при известной величине

не $M_{TSW0}(\Xi)$. Для определения C_1 были построены кривые по формуле (6) при различных значениях C_1 и заданном начальном числе $M_{TSW0}(\Xi) = 5,3$. Сравнение этих кривых с опытными данными показало, что кривая хорошо согласуется с этими данными при $C_1 = -0,13$, когда $r_{TSW}/R_0 \leq 0,3$ (кривая 1).

На этом же рисунке для сравнения приведена также зависимость скорости схождения сходящейся цилиндрической УВ (кривая 2), построенная по формуле (5). Видно, что при одинаковых начальных условиях между скоростями сходящихся цилиндрической УВ V_{CSW} и тороидальной УВ $V_{TSW}(r)$ имеет место следующее неравенство: $V_{TSW}(r) < V_{CSW}(r)$ при $r_{TSW}/R_0 > 0,02$, а при $r_{TSW}/R_0 \leq 0,01$ — $V_{TSW}(r) \approx V_{CSW}(r)$. То есть вблизи оси OZ (при $r_{SW}/R_0 \leq 0,025$) различие законов схождения цилиндрической и тороидальной УВ экспериментально обнаружить трудно.

В условиях нашего эксперимента скорость УВ удалось определить вблизи оси OZ вплоть до ~ 1 мм ($r_{TSW}/R_0 \approx 0,02$ при $R_0 = 5$ см). Так как формула (6) согласуется с опытными данными в интервале $0,02 \leq r_{TSW}/R_0 \leq 0,3$, то для оценки максимальных значений давления и температуры ионов за фронтом сходящейся УВ будем предполагать, что формула (6) справедлива также и при $r_{TSW}/R_0 < 0,02$. При этом, естественно, возникает вопрос: до какого минимального расстояния r_{min} эта формула справедлива. Оценим его величину.

В [13] показано, что одним из возможных механизмов ограничения роста амплитуды сходящейся УВ является конечность ширины её фронта (когда радиус сходящейся волны r_{TSW} становится порядка длины свободного пробега частиц, нельзя пренебрегать диссипативными процессами на фронте волны). Как известно [14], ширина фронта ударной волны Δx_{SW} определяется длиной свободного пробега частиц в невозмущённом газе l_{CB} и при $M_{TSW} \gg 1$ по порядку величины равна нескольким l_{CB} . При атмосферном давлении воздуха величина $l_{CB} \sim 10^{-5}$ см [14]. В условиях нашего опыта вблизи оси симметрии кольца $r_{TSW}/R_0 < 0,02$ числа Маха УВ $M_{TSW} > 20$. И тогда, согласно [14], при таких значениях M_{TSW} газ за фронтом УВ практически полностью ионизован и характерное время ионизационной релаксации $\tau_p < 10^{-7}$ с, а ширина ионизационной релаксации $\delta r < 10^{-4}$ см. С учётом ширины ионизационной релаксации плазмы за фронтом УВ величину r_{min} выберём порядка $\sim 10^{-4}$ см (1 мкм). Тогда из формулы (6) для нашего условия ($M_{TSW0} = 5,3$ и $C_1 = -0,13$) при $r_{min}/R_0 \sim 10^{-5}$ следует, что число Маха тороидальной УВ увеличивается по сравнению с начальным числом Маха M_{TSW0} в $\sim 9,6$ раз. Отметим, что при $r_{TSW}/R_0 \sim 10^{-5}$ и одинаковом начальном числе Маха ($M_{TSW0} = M_{CSW0}$) величина усиления сходящейся цилиндрической УВ, согласно формуле (5), практически такая же как у тороидальной УВ. Однако объём области кумуляции газа в случае цилиндрической УВ $V_{cly} = l_0 \pi r_{min}^2$ намного больше, чем в случае тороидальной УВ $V_{TSW} = 4\pi r_{min}^3 / 3$: при длине цилиндрической УВ $l_0 = 30$ см $V_{cly} / V_{TSW} \sim 10^6$. В этом и состоит недостаток тороидальной УВ.

Максимальные значения давления и температуры плазмы воздуха за фронтом УВ в области диаметром 10^{-4} см вблизи оси симметрии тора при таком усилении УВ, начальном числе Маха УВ $M_{TSW0}=5,3$ и начальной температуре $T_0=300$ К, согласно [14], составляют примерно ~ 4410 атм и ~ 77000 К (при восьмикратном сжатии) соответственно.

Считаю своим долгом выразить благодарность профессорам А.Ф. Александрову и А.А. Рухадзе, а также В.А. Черникову и С.А. Шутееву за ценные обсуждения.

Литература

- [1]. Н.К. Бережецкая, С.К. Голубев, И.А. Косый и др. ЖЭТФ, Т. 87. Вып. 6(12).1926 (1986).
- [2]. И.В. Соколов. ЖЭТФ, Т. 91. Вып. 4 10. 1331(1986).
- [3]. Э.М. Бархударов, М.О. Мдивнишвили, И.В. Соколов, М. И. Тактакишвили, В.Е. Терехин. Изв. АН СССР. Сер. МЖГ, 164 (1988).
- [4]. Э.М. Barkhudarov, М.О. Midivishvili, I.V. Sokolov, M.I. Takatishvili, V.E. Terekhin, Experimental simulation of hydrodynamic phenomena accompanying laser beam interactions in a gas // Laser and Particle Beam. 1990. Vol. 9., No. 2. P. 421-434.
- [5]. Э.М. Бархударов, М.О. Мдивнишвили, И.В. Соколов, М. И. Тактакишвили, В.Е. Терехин. Изв. АН СССР. Сер. МЖГ, 183 (1999).
- [6]. Barkhudarov E.M., // J. of Fluid Mech. 1991. Vol. 226, P. 497-509.
- [7]. А.Ф. Александров, С.П. Быцкевич, И.Б. Тимофеев, У. Юсупалиев. Динамика кольце-вых ударных волн, создаваемых мощным импульсным разрядом. 2-Всесоюз. симпозиум по радиационной плазмодинамике, М.: Энергоатомиздат, 1991, С.49-51.
- [8] У. Юсупалиев. Экспериментальное исследование тороидальной ударной волны. Тез. докл. Международной школы-семинар «Физика и Газодинамика Ударных Волн», Минск, с 27 мая по 2 июня 1992 г. С. 125-127.
- [9] А.Ф. Александров, А.А. Рухадзе, *Физика сильноточных электро-разрядных источников света*. (Атомиздат, М., 1976).
- [10] У. Юсупалиев. Краткие сообщения по физике, № 8. 44 (2009).
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Т.7. Гидродинамика*. (Наука, М., 1986).
- [12] Дж. Уизем, *Линейные и нелинейные волны*. (Мир, М., 1977).
- [13] В.С. Имшенник. ПМТФ, 6 10 (1980).
- [14] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. (Наука, М., 1966).

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Сопредседатели
профессор Н.Б.Брандт, профессор В.С.Днепровский,
профессор В.А.Кульбачинский

ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВОДОРОДОМ И ВАКАНСИЯМИ СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ФОЛЬГАХ СПЛАВА Pd-Ru

Доцент *Авдюхина В.М.*, студент *Степенко С.О.*,
аспирант *Назмутдинов А.З.*

Проблема изучения влияния водорода на перераспределение атомов металла в сплавах помимо научного интереса имеет и важный прикладной аспект. Это становится особенно актуальным, если речь идет о материалах, используемых в атомных и термоядерных реакторах, для которых стабильная структура водородсодержащих металлов является залогом безаварийной работы реакторов. Кроме того, стремительное сокращение запасов ископаемого топлива принуждает развитые страны принимать серьезные усилия по поиску альтернативных источников энергии. В последние годы наметился инновационный поворот к использованию более эффективного энергоресурса - водорода. Современные авиационные, ракетные и автомобильные двигатели, топливные элементы все чаще начинают возвращаться к частичному или полному использованию водорода, который обладает целым набором качеств, делающих его употребление выгодным: он имеет большую энергоэффективность и химическую активность, в результате его сгорания образуется вода, не обладающая токсичностью и не наносящая ущерба окружающей среде.

Для получения особоочищенного водорода широко используются фольги палладия. Однако, слабым звеном водородной мембранной технологии является недостаточная надёжность палладиевых мембран, а именно их разрушение под воздействием водорода. Для увеличения срока службы мембран производится допирование палладия атомами примеси, которая должна удовлетворять следующим условиям: 1) при определённой концентрации после гидрирования образовывать однофазную систему; 2) увеличивать предел прочности материала; 3) сохранять высокую скорость переноса водорода, близкую к чистому палладию.

В связи с этим с научной и технологической точки зрения остаётся актуальной задача изучения индуцированных водородом структурных и фазовых превращений в сплавах на основе палладия с целью получения новых материалов, обладающих высокой водородопроницаемостью, механической прочностью и стабильностью.

В последние годы в промышленности широко стали использовать мембраны из сплава Pd-In-Ru для разделения смесей хлорсиланов с водородом, что обеспечивает возможность реализации безотходной, технологически замкнутой схемы получения высокочистого кремния. Однако вышеуказанные мембраны не долговечны, поскольку установлено снижение их водородопроницаемости за счет блокирования поверхности осаждающимся кремнием. Поэтому наиболее востребованными стали мембраны на ос-

нове сплавов Pd-Ru, для которых осаждения кремния на поверхности при разделении смеси водорода с хлорсиланами не обнаружено.

Таким образом, именно фольги сплава системы Pd-Ru после насыщения их водородом в процессе длительной релаксации являются объектом исследования данной работы, поскольку эволюция структурных и фазовых характеристик в сплавах на основе палладия после их гидрирования еще не достаточно изучена, и ее заранее предсказать нельзя.

Фольга, толщиной 50 мкм, была получена методом электродугового сплавления и холодной прокаткой заготовок на четырехвалковом прокатном стане с промежуточными вакуумными отжигами (при температуре 900⁰С в течение 1 ч). Изготовление 50 мкм фольги осуществлялось за двадцать проходов. Образец был в деформированном состоянии, так как после изготовления он не отжигался. Исследуемый образец электролитически насыщался водородом. В качестве электролита использовался 4% водный раствор соли NaF; вторым электродом служила пластина платины. Гидрирование фольги проходило при плотности тока $j=10\text{mA}/\text{cm}^2$ в течение 0.5ч. После насыщения образец хранился в нормальных условиях.

Рентгеновская дифракционная картина фиксировалась с помощью дифрактометра ДРОН-УМ2 с использованием монокроматизированного $\text{Cu-K}_{\alpha 1}$ -излучения. Изменения проводились для дифракционных линий (111), (200), (220) и (311), по которым методом наименьших квадратов рассчитывался период решетки исследуемой фольги для разных времен релаксации и количество водорода, растворенного в матрице сплава.

Было установлено, что электролитическое насыщение образца водородом приводит к образованию богатой водородом β -фазы, которая сохраняется в течение 700 часов релаксации. Наибольшее количество β -фазы образуется в ОКР(100), тогда как процесс $\beta \rightarrow \alpha$ превращения в ОКР этой ориентировки идет с меньшей скоростью, чем в ОКР других ориентировок за счет длительного инкубационного периода, который наблюдался на временном интервале (4-300) часов релаксации. Установлен немонотонный ход процесса $\beta \rightarrow \alpha$ фазового превращения в ОКР всех ориентировок.

Проведенные исследования также показали, что знаки упругих напряжений в сосуществующих α - и β - фазах после насыщения образца водородом различны. Так в α -фазе основным типом дефектов являются H-D-M-Vac комплексы, которые устойчивы в течение 700 ч релаксации. Их присутствие в данной фазе приводит к тому, что знак упругих напряжений – положителен. При образовании β -фазы (так и при ее распаде) преимущественным является взаимодействие водорода с матрицей β -фазы, а не с дефектами, поэтому в этой фазе основным типом дефектов является наличие D-M – комплексов, а знак упругих напряжений для нее остается отрицательным. Обнаружено, что в процессе $\beta \rightarrow \alpha$ превращения происходит изменение дефектной структуры в ОКР разных ориентаций, причем, эти изменения носят существенно ориен-

тированный характер и идут на протяжении 700 часов релаксации. Показано, что β -фаза более дефектна, чем α -фаза.

Обнаружено, что структурная эволюция в фольге исследуемого сплава Pd-Ru после насыщения его водородом в процессе релаксации носит немонотонный характер. Так, например, наибольший период решетки для обеих фаз наблюдался не сразу после гидрирования образца водородом, а после двух суток его вылеживания, что свидетельствовало о перемещении атомов рутения вглубь образца. По мере увеличения времени релаксации обнаружено увеличение концентрации атомов рутения за счёт их перемещения из глубины к поверхности образца, особенно для областей β -фазы. Установлено, что при допировании палладия 4,5 ат.% рутения, матрица α -фазы этого сплава содержит больше водорода, чем матрица чистого палладия. Содержание водорода в этой фазе слабо меняется с увеличением времени релаксации. Концентрация водорода в матрице β -фазы также остается в течение 700 часов релаксации стабильной, хотя ее количество уменьшается (рис.1).

Установлен немонотонный характер фазовых превращений в фольге исследуемого сплава после насыщения его водородом в процессе релаксации. Обнаружено, что составляющие дифракционных максимумов, отвечающие 2,5 ат.% Ru в ОКР всех ориентаций, являются устойчивыми в процессе релаксации как в α -, так и β - фазах.

Работа выполнена при частичной поддержке Гранта РФФИ.

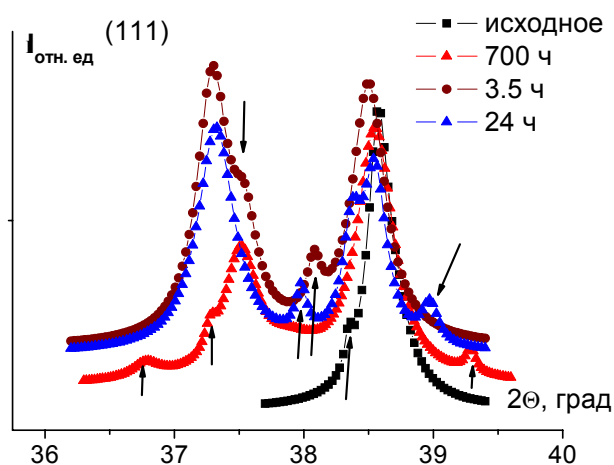


Рис.1. Изменение профиля дифракционного максимума (111) от времени релаксации

ВЛИЯНИЕ ГИДРИРОВАНИЯ И ДЛИТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ НА СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ ФОЛЬГИ СПЛАВА Pd-In-Ru

Ст.науч.сотр. *Ревкевич Г.П.*, доцент *Авдюхина В.М.*,
ст. инженер *Акимова О.В.*, студент *Левин И.С.*

Ограниченные ресурсы углеводородного топлива и постоянно ужесточающиеся требования к его экологичности приводят к необходимости поиска альтернативных источников энергии, к которым, в первую очередь, относятся водородная энергетика. Кроме того, огромное количество водорода в настоящее время используется в промышленности, в частности, для синтеза ам-

миака, метанола, на гидрокрекинг и гидроочистку. В виду того, что водород в чистой форме в природе не существует, основными методами его получения являются: электролиз воды, прямое разделение молекулы водорода светом или нагревом, химический метод через термохимические реакции и фотобиологически через фотосинтез и другие. Наиболее эффективный способ получения особочистого водорода (99,9999%) основан на использовании мембран из сплавов на основе палладия для его выделения из газовых смесей.

Слабым звеном такой водородной мембранной технологии является недостаточная надёжность палладиевых мембран, а именно: их разрушение под воздействием водорода. Для увеличения срока службы в настоящее время используются мембраны не из чистого палладия, а из сплавов на его основе, которые обладают высокой удельной проницаемостью водорода, твердостью, прочностью, пластичностью и стойкостью к термобароконцентрационному расширению (дилатации) в атмосфере водорода и к агрессивным компонентам водородсодержащих промышленных газовых смесей.

Одними из перспективных, с точки зрения водородной проницаемости, в настоящее время являются сплавы системы Pd-In-Ru, способность которых поглощать водород в некотором интервале концентраций индия в 2-3 раза выше, чем у сплавов системы Pd-Ag и В1, используемых в промышленности.

Структурная эволюция после гидрогенизации для ряда сплавов палладия может носить немонотонный характер, который сохраняется в изученных системах десятки тысяч часов, т.е. даже тогда, когда в системе практически не остается водорода [1]. Она определяет характер изменения прочностных характеристик мембран и может быть причиной самопроизвольных процессов деградации, весьма опасных при эксплуатации водородсодержащих материалов, поэтому характер структурной эволюции и будет рассмотрен в данной работе.

Изучался образец (отожженная фольга толщины 50 мкм) сплава Pd-5.3ат.%In-0.5ат.%Ru. Образец электролитически насыщался водородом (электролит – 4% водный раствор NaF) в течение 30 мин при плотности тока 10 мА/см². После насыщения образец хранился в нормальных условиях. Дифракционная картина фиксировалась в течение 8200ч. Работа выполнялась методами рентгеновской дифрактометрии с использованием Cu-K_{α1} излучения и схемы фокусировки по Брэггу-Брентано.

При заданных условиях насыщения в исследуемой фольге образовалась богатая водородом β-фаза в количестве 90-98% (количество образующейся β – фазы максимально в ОКР (100) и минимально в ОКР (111)).

При используемой схеме фокусировки объем областей когерентного рассеяния (ОКР), участвующих в образовании любого дифракционного максимума, один и тот же, однако глубина проникновения рентгеновских лучей зависит от угла дифракции: так 90% интенсивности линии (111) регистрируется от слоя в 1.5 мкм, а линии (400) – от слоя в 3.5 мкм. Если после гидрирования не происходит перераспределения атомов индия внутри

облучаемого слоя, то периоды решетки, рассчитанные для одних и тех же ОКР, должны оставаться одинаковыми. Однако, при исследовании данной фольги это оказалось не так. Поэтому расчет периода решетки (a_0) и величины упругих напряжений (σ) велся отдельно для рефлексов, расположенных на небольших углах дифракции (111, 200) и больших (311, 222, 400).

На рис.1 представлены экспериментально полученные результаты зависимости концентрации атомов индия для β -фазы в приповерхностном (1.5 мкм) и более глубоком (1.5 - 3.5 мкм) рассеивающем слое исследуемого образца от времени релаксации.

Видно, что концентрация индия в приповерхностном слое (до 1,5 мкм) β -фазы в течение 25 ч релаксации резко уменьшается, а в более глубоком слое – возрастает, т.е. атомы индия перемещаются вглубь образца. Это связано с тем, что количество водорода в β -фазе в приповерхностном слое возрастает, а в более глубоком – уменьшается. Это состояние сохраняется в течение следующих 50 ч релаксации. Одно-

временно идет процесс трансформации поступивших при гидрировании вакансий в дефектные комплексы (H-D-M-V-комплексы). Затем водород начинает уходить из поверхностного слоя β -фазы, причем, практически всегда его больше в приповерхностном слое, чем в более глубоких слоях. Вследствие этого концентрация индия больше в более глубоком слое, чем в приповерхностном. Водород выходит из областей неравномерно, что ведет к неравномерному изменению концентрации атомов индия. На 500 ч. релаксации концентрация атомов индия в приповерхностном и более глубоком слое практически выравнивается и становится равной 6.4 ат. %.

Для α -фазы для времени релаксации 250 ч также наблюдается рост концентрации индия в приповерхностном слое (до 6.3 ат. %). Кроме того, в этом слое наблюдается и увеличение концентрации атомов водорода за счет распада β -фазы.

Длительная релаксация (8200ч) после гидрирования привела к существенному расслоению исследуемого образца на области с разной концен-

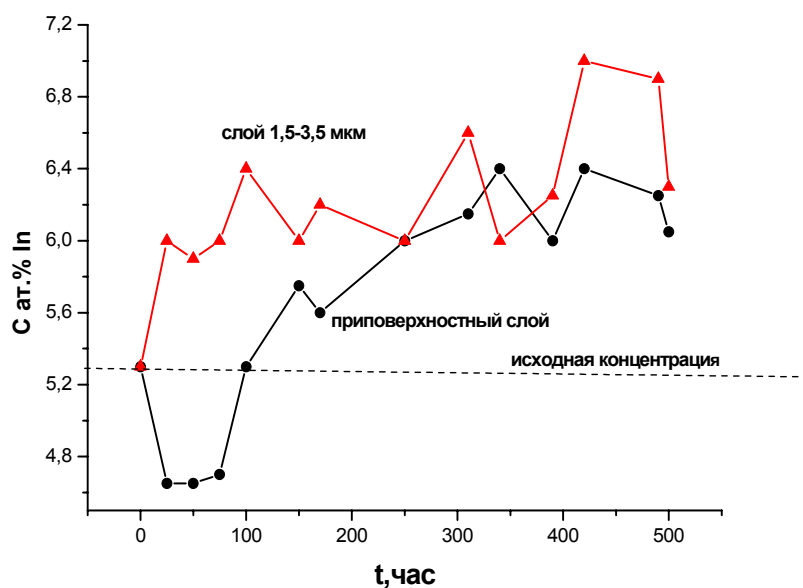


Рис.1. Зависимость концентрации индия в различных рассеивающих слоях

трацией индия, в которых обнаружена аномально высокая концентрация вакансий. Так в ОКР(100), помимо основной фазы, содержащей 5.3ат%In, обнаружены дополнительные фазы, период решетки которых соответствует α -фазе, с концентрацией индия в 1ат.%, и фазы, в которой атомов индия практически нет. В этих фазах концентрация одиночных вакансий достигает 2,2 и 6,2 ат.% соответственно.

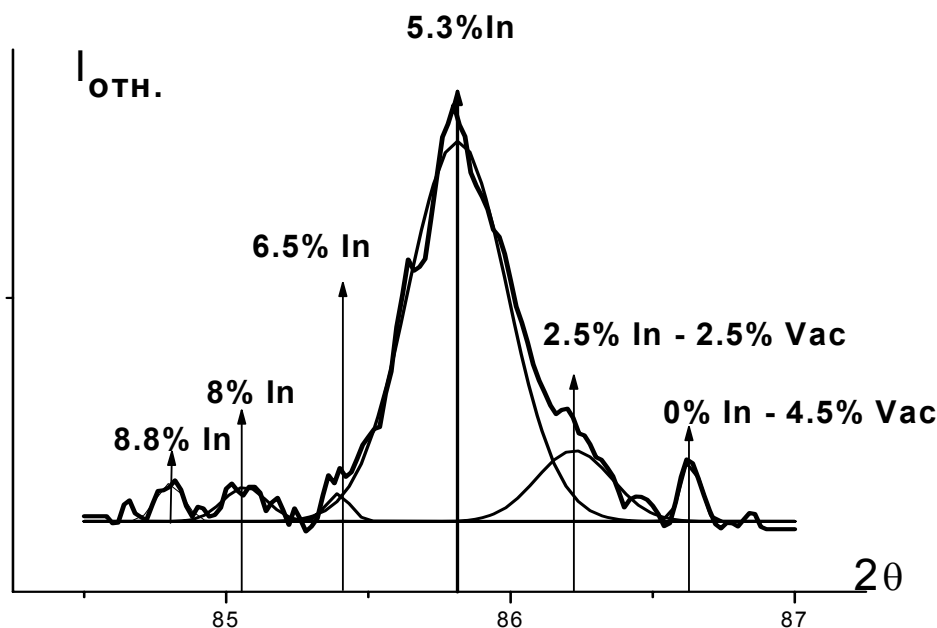


Рис.2. Профиль дифракционного максимума (222) и его разложение на составляющие

В результате длительной релаксации среди ОКР(111) сохраняется наибольшее количество областей β -фазы, т.е. для указанных ОКР наблюдаются одновременно области β - и α - фаз. Установлены области β -фазы, содержащие, помимо 5.3ат.% In, фазы с 8.8, 8.0 и 6.5 ат.% индия, а также области чистого палладия с 4,5 ат.% вакансий. Среди областей α -фазы наблюдается фаза, содержащая 2,5 ат.%In и 2,5 ат% вакансий (рис.2).

Для всех дифракционных максимумов наблюдается их существенное уширение. Так для дифракционной линии (400) на середине ее высоты концентрация индия меняется в пределах от 1,9 до 9,6 ат.%.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ.

Литература

1. Авдюхина В.М., Анищенко А.А., Кацнельсон А.А., Олемской А.И., Ревкевич Г.П.// ФТТ. 2004. 46. №3. с.401.

ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ФОРМЫ
В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА

Профессор Хунджуга А.Г., аспирант Чжэн Шаотао

Эффекты памяти формы невозможны без кристаллографической обратимости неупругой деформации, т.е. восстановления структуры на атомном уровне, что происходит только в случае, если исходная неупругая деформация возникла путём двойникования или мартенситного превращения. Механизм кристаллографической обратимости неоднозначен, что определяет и неоднозначность механизмов эффектов памяти. Кристаллографическая обратимость имеет место во всех без исключения сплавах с упорядоченной кристаллической структурой. В неупорядоченных твердых растворах кристаллографическую обратимость связывают с наследованием дислокаций при мартенситном превращении, но она может определяться и возможностью формирования самоаккомодационных комплексов мартенситных кристаллов, в которых кристаллографически эквивалентные варианты ориентировки мартенситных кристаллов связаны плоскостью двойникования. Деформация формы, усредненная по самоаккомодационному комплексу, описывается почти единичной матрицей, т.е. компенсация формоизменения и минимизация упругой энергии происходит не только на уровне зерна поликристалла, но и на микроуровне самоаккомодационного комплекса мартенситных кристаллов.

Двойникование переводит один вариант ориентационного соотношения в кристаллографически эквивалентный ему, если плоскость двойникования мартенситного кристалла параллельна одной из плоскостей симметрии решетки аустенита (в большинстве случаев аустенит имеет кубическую решетку, плоскостями симметрии которой являются девять плоскостей типа $\{100\}$ и $\{110\}$). Математически это условие сводится к матричному уравнению $\hat{S}_i \hat{A} = \hat{A} \hat{D}_{UVW}$, где $\hat{S}_i$ - оператор симметрии решетки аустенита, $\hat{D}_{UVW}$ - оператор двойникования решетки мартенсита по плоскости (U, V, W). Исследование возможности формирования самоаккомодационных комплексов сводится к нахождению индексов плоскостей решетки мартенсита, параллельных плоскостям симметрии кубической решетки аустенита, и анализу правдоподобности двойникования по этим плоскостям.

Для расчетов был использован пакет программ для моделирования точечных картин дифракции на двухфазных кристаллах. После ввода в интерактивное окно исходных данных (ориентационного соотношения, параметров решеток аустенитной и мартенситной фаз, индексов плоскости двойникования мартенситной фазы, условий съемки дифракционной картины) программа рассчитывала картину дифракции, которая вместе с матрицами $\hat{A}$ и $\hat{D}_{UVW}$ визуализировалась на экране монитора. Сравнение картин дифракции с учётом и без учёта

двойникования позволяют сразу сделать вывод о том, приводит ли двойникование к появлению новых ориентаций, т.е. дополнительных рефлексов на дифракционных картинах.

В твердых растворах на основе железа полиморфное превращение γ (ГЦК) $\rightarrow \alpha$ (ОЦК) протекает по мартенситному механизму. В зависимости от наличия в сплавах углерода реализуется одно из двух ориентационных соотношений:

Курдюмова – Закса (в углеродистых сталях) $\{1\bar{1}1\}\langle\bar{1}01\rangle_{\gamma} \parallel \{101\}\langle11\bar{1}\rangle_{\alpha}$,

или Нишиямы $\{1\bar{1}1\}\langle\bar{1}12\rangle_{\gamma} \parallel \{101\}\langle10\bar{1}\rangle_{\alpha}$.

Во многих сплавах решетка мартенситной фазы тетрагонально искажена, поэтому матрицы ориентационных соотношений рассчитывались для кубического и для тетрагонального мартенсита с варьированием отношения c_{α}/a_{α} от 1,000 до 1,005 (параметры решетки γ -аустенита и α -мартенсита принимались равными $a_{\gamma} = 0,3647$ нм; $a_{\alpha} = 0,2866$ нм).

Расчёты показали, что при соблюдении ориентационного соотношения Курдюмова - Закса большинство плоскостей мартенсита, параллельных плоскостям симметрии аустенита, не могут быть плоскостями двойникования. Некоторые являются плоскостями симметрии решетки мартенсита, другие не допускают разумной рационализации - они имеют слишком большие, не характерные для плоскостей двойникования индексы, и, кроме того, не строго параллельны плоскостям симметрии аустенита.

$$\begin{array}{lll} (100) \hat{A}_{K-3} \approx (1\bar{4}4); & (010) \hat{A}_{K-3} \approx (156); & (001) \hat{A}_{K-3} \approx (81\bar{2}); \\ (110) \hat{A}_{K-3} \approx (0\bar{1}0); & (101) \hat{A}_{K-3} \approx (9\bar{5}4); & (011) \hat{A}_{K-3} \approx (7\bar{5}\bar{8}); \\ (1\bar{1}0) \hat{A}_{K-3} \approx (001); & (10\bar{1}) \hat{A}_{K-3} \approx (11\bar{1}); & (01\bar{1}) \hat{A}_{K-3} \approx (432). \end{array}$$

Исключение составляет плоскость мартенсита $(\bar{1}\bar{1}1)$ - угол между этой плоскостью и плоскостью аустенита $(10\bar{1})_A$ зависит от величины тетрагонального искажения и становится равным нулю при $c_{\alpha}/a_{\alpha} = 1$, т.е. для кубического мартенсита.

Расчёт показал, что ориентационное соотношение Нишиямы плохо совместимо с условиями формирования самоаккомодационных комплексов: некоторые из плоскостей мартенсита, параллельные плоскостям симметрии аустенита, являются плоскостями симметрии решетки мартенсита, другие же не допускают разумной рационализации.

Таким образом, условия формирования самоаккомодационных комплексов в твердых растворах на основе железа могут выполняться только для неискаженной кубической решетки мартенсита. Однако вопрос о реализации этих условий в конкретном сплаве на основе железа вызывает большие сомнения. Дело в том, что ориентационное соотношение Курдюмова – Закса выполняется в углеродистых сталях. В тоже время и тетрагональное искажение решетки мартенсита обычно связывают с упорядочением атомов углерода в порах решетки мартенситной фазы. В результате на-

личие углерода, с одной стороны, обеспечивает выполнение соотношения Курдюмова – Закса, а с другой стороны ведет к тетрагональному искажению решетки, в случае которого нарушается параллельность плоскостей $(10\bar{1})_A$ и $(11\bar{1})_M$. Налицо альтернативная ситуация, возможность позитивного разрешения которой непонятна, т.к. в безуглеродистых сталях решетки мартенсита и аустенита связаны соотношением Нишиямы – Вессермана, для которого самоаккомодация проблематична.

Необходимо заметить, что эффект памяти формы наблюдался в марганцевых сталях Fe-Mn-Si, но в них механизм памяти иной - он не связан с деформацией кристаллов мартенсита, их двойникованием и образованием самоаккомодационных комплексов, а обусловлен формированием гексагонального ε -мартенсита при деформации γ -аустенита. Частичное восстановление формы происходит при последующем обратном превращении $\varepsilon \rightarrow \gamma$ в процессе нагрева. Обратимость мартенситного превращения $\gamma \rightarrow \alpha'$, термоупругость и эффекты памяти формы были обнаружены в сплаве Fe-Co-Ni-Ti, содержащем мелкодисперсные частицы соединения $(\text{CoNi})_3\text{Ti}$, сформированные в процессе отжига при 550°C . Но и в этом случае эффект памяти не связан с двойникованием и образованием самоаккомодационных комплексов мартенситных кристаллов, а обязан своим существованием системе дисперсных частиц, способствующих накоплению упругой энергии в кристаллах мартенсита.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКОВ

Профессор Кузьмин Р.Н., профессор Мискинова Н.А.,
вед.науч.сотр. Швилкин Б.Н., студентка Макарова А.П.,
доцент Зубенко В.В., вед.науч.сотр. Телегина И.В., профессор Рау Э.И.,
вед.науч.сотр. Сеннов Р.А.

В электрофизических установках нашло широкое применение электрических взрывов металлических проводников, как эффективного средства для возбуждения плазмы источников импульсного электромагнитного излучения: оптического, ультрафиолетового и тормозного – рентгеновского. Необходимость совершенствования устройств подобных установок связана с тем, что следует отделять механизмы воздействия типов излучений один от другого. Так, например, в исследованиях по физике твердого тела и физическом материаловедении часто используются высокоэнергетические электронные пучки ускорителей, в которых тормозное рентгеновское излучение является результатом взаимодействия электронов с веществом [1, 2]. Показательно, что интерес к природным шаровым молниям и искусственным светящимся образованиям привел к выпуску отдельного номера

журнала «Химическая физика», в котором имеется также статья о лабораторной шаровой молнии [3] первых трех авторов настоящих тезисов. В докладе представлены результаты, которые расширяют изучение структурных характеристик металлов, в которых происходят фазовые превращения под действием электрического тока в области критических температур переходов: твердое тело – жидкость – пар – плазма. Изучение физических свойств в окрестностях температур фазовых переходов является актуальной задачей в связи с появлением новых нано-технологических методов создания материалов с особыми физическими свойствами. Это обусловлено наличием простых методов регистрации быстро протекающих физико-химических процессов (цифровое кино).

Нами был установлен ряд особенностей в общей картине взрывов проводников. Как оказалось, относительная повторяемость экспериментов во многом зависит не только от качества проволок, но и их механических и химических свойств. Продолжительность и яркость вспышки взрыва, ее местоположение в проволоке, характер разлета наночастиц, их свечение и продолжительность полета определяются многими случайными параметрами. Накопление экспериментальных данных оказалось полезным для создания моделей фазовых превращений общего плана. Выбор в качестве главного объекта исследований тонких медных проволок был обусловлен тем, что они были чистыми материалами. Медь была чистоты 99,999 % ат. по отношению к содержанию примесей, что было подтверждено рентгеновским спектральным анализом. В процессе электрического взрыва загрязнения проволок оказались минимальными. Рентгеновским спектральным анализом в точке было показано присутствие кислорода в виде окислов. Только в одном случае было обнаружено наличие углерода, что и ожидалось в горении медной проволоки. Обнаружено появление твердотельных страт. Часто образование страт относят к МГД неустойчивостям, возникающим при нагревании жидких проводников. Рентгенограммы снимались на молибденовом излучении с чистых проволок, страт, с отдельных шариков, на которые распадалась проволока. Расчет дебаеграмм показал соответствие параметров кристаллической решетки меди справочным данным. Удивительно, но после взрыва параметр кубической решетки в целом остался тем же, как в перетяжках проволоки, так и стратовых шаровых образованиях, так и для отдельных шариков. Зато по рентгенограмме, снятой по методу Лауэ, появились отдельные максимумы от выросших кристалликов: произошло укрупнение поликристаллических зерен, которые в проволоках давали ранее дебаевские кольца. Таким образом, в процессе быстрого нагревания и последующего взрыва изменения параметра атомно-кристаллической решетки Cu не происходит. Был выявлен астеризм на лауэвских пятнах, который указывает на возникновение наряду с исходным состоянием в решетке нового вещества, которое можно приписать или быстрой кристаллизации образцов или изменению их

состава. Рентгеновским фазовым анализом было установлено наличие двух фаз практически во всех образцах: CuO или Cu_2O и в одном – карбида меди (CuC), что указывало на значительную скорость, избирательных химических процессов: половина атомов меди за время 0,02 секунды успевало образовать окислы, карбид меди в случае наличия горения и ни одного нитрида от азота или гидрида от водорода, входящих в состав воздуха. Не было зафиксировано и появление каких-либо соединений от других элементов. Локальный рентгеновский анализ химического состава проводников до и после электрического взрыва оказался необходимым, чтобы установить количественные соотношения между отдельными фазами. В фазовых переходах I-го рода часто возникают метастабильные состояния, такие как, – низкотемпературная плазма, ионизация атомов пара, кипение, конденсация и кристаллизация. Квантовая физика фазовых превращений продолжает развиваться, и этому немало способствовало изучение фазовых переходов II-го рода в конденсированных средах.

Несмотря на незавершенность программы исследований, ряд результатов можно причислить к новым наблюдениям: устойчивые газоплазменные тороиды (рис.1), ярко выраженные конденсаты страт (рис.2) и «марсианские» каналы на поверхности электродов (рис.3), как подобие атмосферных молний.

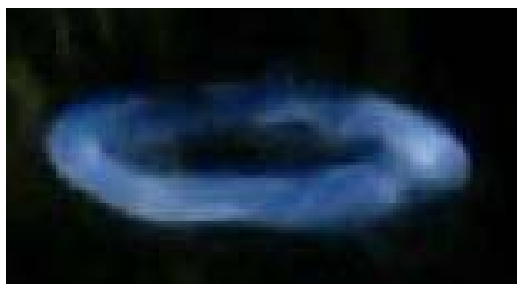


Рис.1

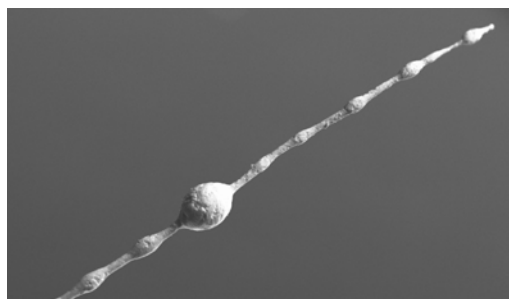


Рис.2

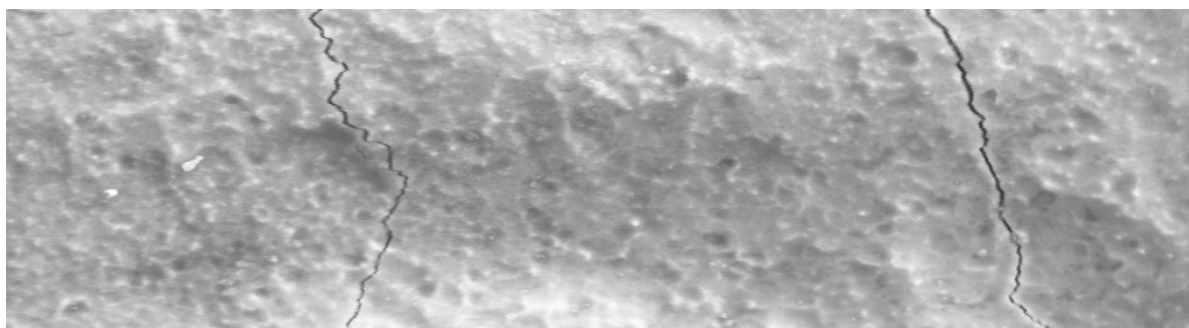


Рис.3

К практическим достижениям можно отнести новый способ миниэлектросварки. Доклад содержит описание установки, фото материалы, графики и таблицы.

Литература

1. В.А.Бурцев, Н.В.Калинин, Л.В.Лучинский «Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках». – М.: Энергоатомиздат, 1990. –288 с.
2. С.В.Лебедев, А.И.Саватимский Металлы в процессе быстрого нагрева электрическим током большой плотности. //УФН, т.144, №2, с.215-250, 1984.
3. Р.Н.Кузьмин, Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин Лабораторная шаровая молния. //Химическая физика, т.25, №3, с.90-93. Распад темной материи. // Советский физик, №2, 2009.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТОПОЛОГИЯ ВАКУУМНОГО КОНДЕНСАТА

Профессор *Кузьмин Р.Н.*, студентка *Макарова А.П.*,
профессор *Мискинова Н.А.*, вед.науч.сотр. *Швилкин Б.Н.*

Аналоговый принцип (принципы подобия и размерности) позволяют предлагать модели физических явлений и процессов, учитывая то, что возможно, а что не возможно представить на основе первых принципов физики. Экспериментальные исследования электрических взрывов металлических проводников в том, что вещество под воздействием температуры проходит все стадии термодинамических превращений, начиная от супернизких температур, когда оно находится в конденсированном состоянии, до стадии распыления, с такой степенью измельчения, которое весьма проблематично представить и на основе теории [1-3] и из опытов [4]. Мы рассматриваем наши экспериментальные результаты на качественном уровне с использованием методов динамической топологии, сверхсжатия кристаллического вещества, вакуумного конденсата и теоретико-групповых методов. Проволочки металла по плотности в атмосфере лаборатории можно принять за сгущение, из которого произошел Большой Взрыв в космическом пространстве. Конечно, аналогия взрыва проволочки и Большого взрыва далеко неполная. Этапы эволюции Вселенной приведены по [1,2]. Экспериментальный факт, что Вселенная расширяется, следует из теории ОТО и наблюдений Хаббла. Однако была ли Вселенная плотной и горячей, вызывает у некоторых астрономов сомнения. Возможно, что Большой взрыв не был началом Вселенной, а был следствием гравитационно-квантовых эффектов сжатий, приводящих к отскокам. Этапу инфляции мы приписываем первоначальное излучение, которое присуще нагретым телам, то есть все тепловые излучения, инфракрасное, первоначальный свет, который, как, демонстрирует накалившаяся нить лампочки, еще не приводит к полному ее разрушению. Но наша Вселенная в таком состоянии уже горячая со всеми последовательно указанными фазовыми

превращениями, вплоть до первичного (условного) нуклеосинтеза – разрыва химических связей в решетке меди. Именно в этот момент происходит взрыв и разрыв проволоочки, начинается процесс несамостоятельного разряда и охлаждения лабораторной "вселенной". Лабораторная шаровая молния желтого цвета (Солнце), постепенно краснеет, темнеет, образуя кольцо аэрозоля с бегущими внутри наночастицами. В случае лабораторного СШО происходит образование горячего сгустка, превращение его в тороидно-пылевую стадию с последующей рекомбинацией ионов летящего к потолку дымового кольца (переход к пылевой материи в реальной Вселенной). Отколовшуюся часть, белое облако, следующее за электродами можно посчитать за отскок новой Вселенной. Устойчивость колец аэрозолей может определяться наличием зарядовых состояний при вращении. Эта идея использована в токамаке. С другой стороны движение положительных и отрицательных зарядов в кольце отражает устойчивость тока, как некий аналог высокотемпературный сверхпроводимости или сверхтекучести в электронно-ионном газовом конденсате. Несколько нераскрытым остается то место в картине лабораторного взрыва, где из черной части лабораторной вселенной выходят реальные микрочастицы, которые разогреваются при столкновении с ионами воздуха [4]. Температура этих частиц не менее двух-трех тысяч градусов (приближенное сравнение с волоском нагретой электрической лампочки). Высказывались ранее предположения [5], что металлы могут захватывать магнитные монополи и хранить их долго в анабиозном состоянии тысячи лет.

Магнитный заряд испытывает сильную магнитостатическую связь в ферромагнитных или парамагнитных и других телах и поэтому может захватываться этими телами и находится там очень продолжительное время. Здесь имеется полная аналогия с захватом электрических зарядов в диэлектрических веществах. Поэтому мы не исключаем возможность отнесения обнаруженных нами треков после взрыва проволоочек к следам монополей Дирака. Смущает высокая концентрация этих треков, а также зависимость от магнитного внешнего поля. С другой стороны образование эллипсоидальных сечений на поверхности диэлектрической плоскости [4] указывает на то, что распространение треков из темного места взрыва (темной материи или темной энергии), безусловно, требует дополнительного и более подробного исследования другими методами. Одним из выводов можно сделать такой: монополи, если они есть, можно экстрагировать из веществ с помощью разрядов или взрыва проволоочек. Ассоциативные модели взрывов проводников соответствуют и другим макроскопическим процессам: ядерный взрыв, извержение вулкана, рождение галактики, черной дыры или по-простому любому взрыву заряда. Доклад содержит богатые иллюстрации по ряду подобных процессов. На рис.1 приведены условные изменения состояния вещества в температурной шкале, начиная от абсолютного нуля и сверхсжатого вещества до его полного измельчения через бесчисленное число фазовых переходов в пыле-

вой плазме и исчезновении в абсолютной пустоте, часто именуемой физическим вакуумом. Шкала иллюстрирует формы вещества при электрических взрывах проводников. Она отвечает индуцированным атомным и ядерным реакциям, идущим в единении вещества и поля. Сама материя может находиться в различных термодинамических состояниях: основном и возбужденных. На рис.1 приведена шкала температур от абсолютного нуля до образования кварк – глюонной плазмы и далее ее можно продолжить до субкварков – легких, безмассовых, запертых на малых расстояниях. Такая идея привлекательна и допускается популярной теоретической моделью о невылетании частиц [3].

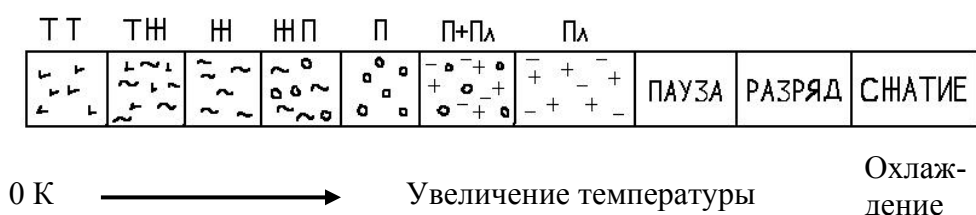


Рис.1 Шкала температур. Обозначения: ТТ – твердое тело; ТЖ – твердое тело, жидкость; Ж – жидкость; ЖП – жидкость, пар; П – пар; П+Пл – пар, плазма, Пл – плазма

Ленту фазовых переходов можно продолжить до экстремальных температур, которые возникают в конденсатах: черных дырах, суперновых и нейтронных звездах при сверхвысоких давлениях. У нас нет намерений: отступать от принятых теорий, но есть большое желание поставить ряд вопросов, которые нам предоставляет геометрия. Кристаллическая решетка меди имеет плотную гранецентрированную кубическую упаковку атомов, которая при изменении основного базиса превращается в кубическую объемно-центрированную решетку меньшего размера. В докладе рассмотрены трансформы и для других сингоний. Известно, что атомы в кристаллах часто представляются в виде жестких сфер. При этом геометрически сохраняются два вида пустот в кристаллах, отвечающих за наличие физического вакуума в веществе. Всестороннее равномерное сжатие деформирует границы сфер, превращая точечное соприкосновение атомов до границ, параллельных кубу. Постулируя дальнейшее суперсжатие решетки вещества, осуществляется фазовый переход к европейскому «миру» без внутренних границ. Такое вещество должно иметь полностью скомпенсированные электрические заряды, то есть стать нейтральным. В этом случае положительный заряд протона заимствует электрон от атома и становится нейтроном. Ядра, как известно, состоят из нуклонов, в которых располагаются кварки, цементируемые глюонами. В решетке кристалла определяющую роль играют электромагнитные взаимодействия. Аналоговый принцип позволяет полагать, что глюоны в полевом представлении играют такую же роль что и фотоны, как переносчики ядерных взаимодействий. Та-

кую же роль переноса взаимодействий играют и гравитационные поля в случае макрообъектов.

Литература

1. Д.С.Горбунов, В.А.Рубаков Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва. – М.: Изд-во ЛКИ, 2008, – 552 с.
2. А.Д.Линде Раздувающаяся вселенная. УФН, т.144, в.2, с.177-214.
3. Л.Б.Окунь Лептоны и кварки. Изд.4-е – М.: Изд-во ЛКИ, 2008, 352 с.
4. Р.Н.Кузьмин, Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин Лабораторная шаровая молния. //Химическая физика, т.25, №3, с.90-93. Распад темной материи. // Советский физик, №2, 2009.
5. С.В.Вонсовский Магнетизм. М.: Изд.во НАУКА, 1973, 280 с. (см. соответствующие ссылки на захват монополей металлами, страница199). С.Коулмен, Магнитный монополь пятьдесят лет спустя. УФН, т.144, в.2, с.278-340. А.Д.Долгов Магнитный монополь после юбилея. УФН, т.144, в.2, с.341-346.

ИССЛЕДОВАНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ МЕДИ

Ассистент *Колесников С.В.*, ассистент *Клавсюк А.Л.*,
профессор *Салецкий А.М.*

Изучение магнитных структур на поверхности металлов интересно с точки зрения развития нанотехнологий и, в частности, создания нанокomпьютеров. Существует несколько способов создания таких наноструктур, однако, наиболее экономичным является самоорганизация. Самоорганизации различных структур из атомов примеси на поверхности металла посвящено множество экспериментальных и теоретических работ, однако, не все такие структуры являются стабильными при комнатной температуре из-за высокой подвижности атомов примеси. Как было показано в работе [1], атомы кобальта на немагнитной металлической подложке обладают большим магнитным моментом, причем для создания стабильного при температуре 350К бита достаточно 400 атомов. Плотность размещения информации можно увеличить, используя в качестве носителей многослойные кластеры. С другой стороны, атомы кобальта, погруженные в первый слой металлической подложки, являются малоподвижными при комнатной температуре и также могут служить для создания стабильных магнитных наноструктур [2]. При этом, как показано в работе [3] диффузия атомов примеси, погруженных в первый слой металлической подложки, обусловлена наличием поверхностных вакансий. Т.е. концентрация поверхностных вакансий является важной характеристикой поверхности металла, влияющей на процесс само-

организации погруженных атомов. Таким образом, исследование основных атомных механизмов, динамики и условий формирования наноструктур кобальта, как на поверхности, так и в первом слое поверхности меди, а также исследование образования поверхностных вакансий являются актуальными проблемами современной физики.

В данной работе, проведено теоретическое исследование самоорганизации атомов Со, как напыленных на поверхность Cu(100), так и погруженных в первый слой поверхности Cu(100), а также исследован процесс образования вакансий на поверхности Cu(100), в том числе и в процессе сканирования с помощью сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). Для решения поставленных задач использовались метод молекулярной динамики (МД) и кинетический метод Монте-Карло (КММК).

В результате моделирования эпитаксиального роста Со на поверхности Cu(100) мы получили следующие результаты [4]. Во-первых, поверхности Cu(100) формируются двухслойные кластеры, при этом острова Со (как в первом, так и во втором слое) эволюционируют так, чтобы принять наиболее компактную форму. Однако, если при комнатной температуре достаточно быстро (в течение 10 с после окончания напыления) формируются острова прямоугольной формы, то при температуре 200К формирования прямоугольных островов не происходит. Во-вторых, можно выделить две стадии роста кластера Со на поверхности Cu(100): на первой стадии число атомов Со во втором слое уменьшается со временем, а на второй увеличивается до тех пор, пока второй слой полностью не покроет первый. Причем переход от первой стадии роста ко второй происходит вследствие формирования прямоугольных островов в первом слое кластера.

В результате исследования самоорганизации атомов Со, погруженных в первый слой поверхности Cu(100), были получены следующие основные результаты [5]. Во-первых, формирование компактных структур из атомов Со, погруженных в первый слой поверхности Cu(100), без покрытия атомами подложки возможно только в узком интервале температур около 400К. Во-вторых, в результате эволюции системы погруженных атомов Со образуются преимущественно зигзагообразные структуры. Эти структуры имеют небольшие размеры (< 2.5 nm) и являются стабильными как при комнатной, так и при более высокой (вплоть до 400К) температуре медной подложки. В-третьих, было установлено, что увеличение концентрации погруженных атомов Со приводит к усложнению структуры формирующихся нанообъектов, увеличению их линейных размеров, а также увеличению плотности их расположения. В то же время, изменение концентрации поверхностных вакансий существенным образом влияет на время самоорганизации этих наноструктур.

Поскольку наноструктуры из атомов Со, погруженных в первый слой поверхности Cu(100), могут формироваться только в узком интервале

температур, то единственной характеристикой поверхности, влияющей на скорость самоорганизации этих наноструктур, является концентрация поверхностных вакансий. Известно, что поверхность металла всегда является ступенчатой, и именно вблизи ступеней поверхностные вакансии образуются наиболее интенсивно. Мы показали [6,7], что, во-первых, используя СТМ, можно локально увеличить интенсивность образования вакансий на ступенчатой поверхности Cu(100) на 3-5 порядков, что эквивалентно увеличению температуры подложки на 50-100K. Во-вторых, поверхностные вакансии образуются значительно интенсивнее на верхней части ступени. В-третьих, была исследована зависимость интенсивности образования поверхностных вакансий от скорости сканирования в различных режимах.

Суммируя приведенные выше результаты, подчеркнем, что мы исследовали не только атомные механизмы необходимые для понимания процессов самоорганизации наноструктур на поверхности меди, но и получили зависимости динамики самоорганизации от внешних условий. Таким образом, практическая ценность наших результатов состоит в том, что они могут быть использованы, как в последующих экспериментах по изучению самоорганизации, так и непосредственно в процессе производства массивов магнитных нанообъектов с заданными физическими свойствами.

Литература

1. P. Gambardella, S. Rusponi, M. Veronese, S.S. Dhesi, C. Grazioli, A. Dallmeyer, I. Cabria, R. Zeller, P.H. Dederichs, K. Kern, C. Carbone, H. Brune, Giant Magnetic Anisotropy of Single Cobalt Atoms and Nanoparticles, *Science* **16**, 1130 (2003).
2. O. Kurnosikov, J.T. Kohlhepp, W.J.M. de Jonge, Can surface embedded atoms be moved with an STM tip? *Europhys. Lett.* **64** (1), pp. 77-83 (2003).
3. M.L. Grant, B.S. Swartzentruber, N.C. Bartelt, J.B. Hannon, Diffusion Kinetics in the Pd/Cu(100) Surface Alloy, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4588 (2001).
4. С.В. Колесников, А.Л. Клавсюк, А.М. Салецкий, Формирование двухслойных островов Co на поверхности Cu(100), *Физика твердого тела*, том **51**, вып. 6, с. 1183-1187 (2009).
5. S.V. Kolesnikov, A.L. Klavsyuk, A.M. Saletsky, Atomic-scale self-organization of Co nanostructures embedded into Cu(100), *Phys. Rev. B* **79**, 115433(1-5) (2009).
6. С.В. Колесников, А.Л. Клавсюк, А.М. Салецкий, Моделирование процесса образования вакансий при сканировании поверхности Cu(100), *Письма в ЖЭТФ*, том **89**, вып. 9, с. 560-563 (2009).
7. S.V. Kolesnikov, A.L. Klavsyuk, A.M. Saletsky, Vacancy formation on stepped Cu(100) accelerated with STM: Molecular dynamics and kinetic Monte Carlo simulations, *Phys. Rev. B* **80**, 245412(1-7) (2009).

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ РЕАКЦИИ СПИНОВЫХ ЦЕНТРОВ
В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ДИОКСИДЕ ТИТАНА,
ЛЕГИРОВАННОМ АЗОТОМ И УГЛЕРОДОМ

Доцент Константинова Е.А.

Диоксид титана (TiO_2) уже на протяжении многих лет активно используется в различных областях науки и производства [1]. В частности, данный материал представляет собой основной элемент фотокаталитических систем очистки воды и воздуха [1]. Поскольку TiO_2 является широкозонным полупроводником (запрещенная зона приблизительно 3.2...3.4 эВ), то для генерации электрон-дырочных пар необходимо ультрафиолетовое излучение, что ограничивает использование солнечного света в фотокаталитических процессах на основе TiO_2 . Чтобы решить эту проблему, TiO_2 легируют различными примесями [1]. Несмотря на то, что в настоящее время существует множество попыток объяснить фотокаталитическую активность TiO_2 в видимом свете существованием различных дефектов в его структуре, детальное изучение их свойств в процессе фотокатализа отсутствует. Поэтому основной целью данной работы являлось изучение методом ЭПР дефектов (спиновых центров - СЦ) в легированных азотом и углеродом образцах TiO_2 (N,C- TiO_2) при освещении и в присутствии 4-хлорфенола с целью выяснения их роли в процессе фотокаталитического разложения токсичных примесей (на примере 4-хлорфенола).

Процесс синтеза образцов N- TiO_2 подробно изложен в работе [2]. Согласно данным электронной микроскопии средний размер полученных частиц анатаза составлял 30 нм. Измерения были выполнены на ЭПР-спектрометре фирмы Bruker ELEXSYS-500 (рабочая частота 9.5 ГГц, чувствительность прибора $5 \cdot 10^{10}$ спин/Гс). Освещение образцов осуществлялось непосредственно в резонаторе спектрометра ЭПР светом ртутной лампы BRUKER ELEXSYS ER 203 UV (100 Вт) в видимом диапазоне спектра $400 < \lambda < 1000$ нм. Температура измерений составляла 300 и 77 К.

На рис.1 представлены спектры ЭПР при $T=77$ К. Видно, что спектр ЭПР представляет собой суперпозицию двух сигналов ЭПР, один из которых резко увеличивается при освещении (рис. 1, ср. кривые 1, 2 и (2-1)). Была выполнена компьютерная симуляция экспериментальных спектров ЭПР (1) и (1-2) в программе «Симфония» при следующих значениях основных параметров: g -факторы и ширины линий $g_1 = 2.000$, $\Delta H_1 = 4.5$ Гс; $g_2 = 1.996$, $\Delta H_2 = 3.9$ Гс; $g_3 = 1.9248$, $\Delta H_3 = 20.1$ Гс; константы СТВ: $A_1 = 0$, $A_2 = 32.2$ Гс, $A_3 = 3.6$ Гс (рис. 1, кривая 1а) и $g_1 = 2.0044$, $g_2 = 2.003$, $g_3 = 2.002$; ширина линии ЭПР – $\Delta H_1 = 3.9$ Гс, $\Delta H_2 = 2$ Гс, $\Delta H_3 = 2.8$ Гс; константы СТВ – $A_1 = 2$ Гс, $A_2 = 3.2$ Гс, $A_3 = 32.3$ Гс (рис. 1, кривая (1-2)а). Согласно литературным источникам, наблюдаемый спектр ЭПР (1а) может быть приписан радикалам окиси азота ($\text{NO}^\bullet$), неспаренный электрон которых находится на 2π -разрыхляющей орбитали [3]. Спектр ЭПР (1-2) обусловлен атомами азота (спин ядра $I=1$) с нескомпенсированным электронным спином, внедренными в твердотельную

матрицу диоксида титана в процессе синтеза образцов. Согласно [3], N – атомы в матрице TiO_2 могут быть как атомами замещения кислорода ($\text{Ti}-\text{N}^{\bullet}-\text{Ti}$), так и междоузельными атомами ($\text{O}-\text{N}^{\bullet}-\text{Ti}$). Поскольку интенсивность сигнала ЭПР ($I_{\text{ЭПР}}$) от $\text{N}^{\bullet}$ радикалов увеличивается при подсветке, то можно предположить, что в N-TiO_2 наряду с ПЦ типа N^0 исходно присутствуют также атомы азота в заряженном диамагнитном состоянии (N^+). Эффект засветки был обратим: после выключения освещения интенсивность сигнала ЭПР уменьшалась до исходной величины. Указанные вариации сигнала ЭПР можно объяснить перезарядкой СЦ.

С целью выявления роли СЦ в фотокаталитическом процессе, последний был инициирован непосредственно в резонаторе спектрометра ЭПР в результате введения в образцы 4-хлор-фенола. Предварительные эксперименты показали, что в спектрах ЭПР отсутствуют какие-либо изменения, индуцированные присутствием воды. Однако, исследование порошков N-TiO_2 с примесью 4-хлорфенола, в которые была добавлена вода до получения гелеобразной массы, показало, что при освещении $I_{\text{ЭПР}}$ резко уменьшается (рис.2). Аналогичный эффект наблюдался и для $\text{NO}^{\bullet}$ -радикалов. Эффект фотоиндуцированного изменения величины $I_{\text{ЭПР}}$ был частично обратим. В образцах TiO_2 , легированных углеродом, зарегистрирован сигнал ЭПР от оборванных связей углерода ($\text{C}^{\bullet}$). В C-TiO_2 также, как и в N-TiO_2 , увеличивается $I_{\text{ЭПР}}$ при освещении вследствие перезарядки дефектов. Для водной суспензии C-TiO_2 с 4-хлорфенолом $I_{\text{ЭПР}}$ была примерно на порядок величины больше, чем в отсутствие данной примеси.

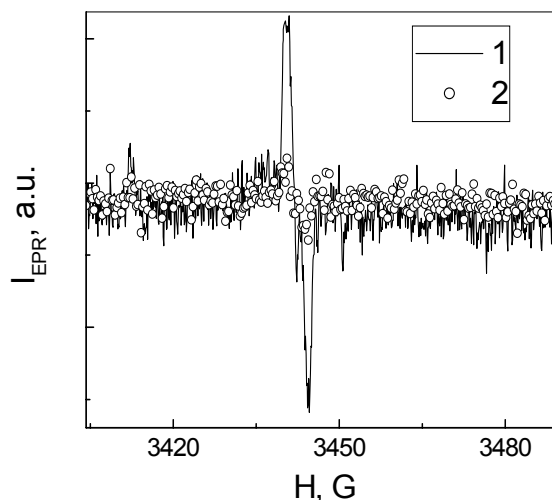


Рис.2 Спектры ЭПР суспензий N-TiO_2 с примесью 4-хлорфенола при 300 К: 1 – в темноте, 2 – при освещении видимым светом, $400 < \lambda < 1000$ нм.

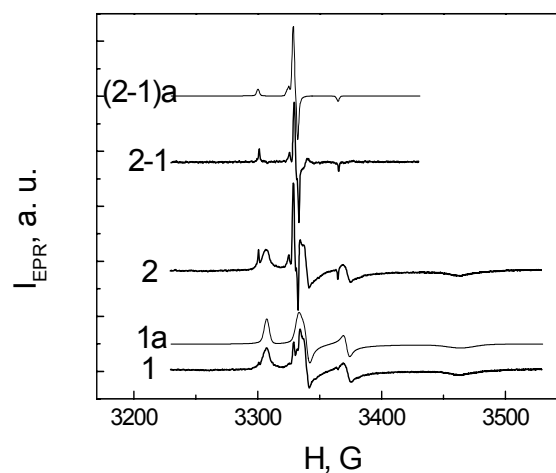


Рис. 1 Спектры ЭПР образцов N-TiO_2 в темноте (1) и при освещении видимым светом, $400 < \lambda < 1000$ нм (2). Спектр 1а – компьютерная симуляция спектра 1. Спектр 2-1 представляет собой результат вычитания спектра 1 из спектра 2. Спектр (2-1) а – компьютерная симуляция спектра (2-1)

Полученные данные можно объяснить, предположив, что на поверхности образцов протекают следующие фотоиндуцированные реакции: $\text{H}_2\text{O} + h\nu \rightarrow \text{H}^+ + \text{OH}^-$, $\text{R}\cdot + h\nu \rightarrow \text{N}^+ + \text{e}$, $\text{NO}\cdot + h\nu \rightarrow \text{NO}^+ + \text{e}$, $\text{H}^+ + \text{e} \rightarrow \text{H}$, $\text{OH}^- + \text{R}^+ \rightarrow \text{OH}\cdot + \text{R}\cdot$, $\text{OH}^- + \text{NO}^+ \rightarrow \text{OH}\cdot + \text{NO}\cdot$, $\text{R}\cdot + \text{H}^+ \rightarrow \text{NH}$, $\text{NO}\cdot + \text{H}^+ \rightarrow \text{NOH}$, 4-хлорфенол + $\text{OH}\cdot \rightarrow \text{CO}_2\uparrow + \text{H}_2\text{O}$, где $\text{R} \equiv \text{N}, \text{C}$.

Таким образом, $\text{N}\cdot$ и $\text{NO}\cdot$ - радикалы вовлечены не только в процесс примесного поглощения света образцами N-TiO_2 , но и в фотоиндуцированные реакции окисления различных веществ, контактирующих с поверхностью N,C-TiO_2 .

Методом ЭПР изучены образцы N,C-TiO_2 . В N-TiO_2 обнаружено два типа парамагнитных центров – $\text{N}\cdot$ и $\text{NO}\cdot$ - радикалы, в C-TiO_2 - $\text{C}\cdot$ - радикалы. Обратимость эффекта освещения может быть связана с перезарядкой указанных центров. Показано, что обнаруженные радикалы участвуют в реакциях фотоокисления токсичных примесей на поверхности N-TiO_2 .

Литература

[1] D.F. Ollis, H. Al-Ekabi. (Eds.): Photocatalytic Purification and Treatment of Water and Air, Amsterdam: Elsevier. Elsevier, Amsterdam (1993).

[2] S. Sakthivel, H. Kisch, Chem.Phys.Chem. **4** 487 (2003).

[3] Livraghi S., Votta A., Paganini M.C., Giamello E.: Chem. Comm. 498-500 (2005).

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ АКТИВНЫХ МОЛЕКУЛ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ И ПОДВИЖНОСТЬ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МЕЗОПОРИСТОМ КРЕМНИИ

Доцент *Форш П.А.*, науч. сотр. *Мартышов М.Н.*,
аспирант *Форш Е.А.*, профессор *Кашкаров П.К.*

На протяжении последних нескольких десятков лет внимание исследователей привлекает пористый кремний (ПК), что связано с перспективами его использования в оптоэлектронике, сенсорике и медицине. Кроме того ПК может рассматриваться как удобный модельный объект для изучения оптических и фотоэлектрических свойств систем, содержащих ансамбли связанных кремниевых нанокристаллов, поскольку он довольно прост в получении и его структурные свойства легко варьируются в процессе роста.

Перспективность использования ПК в газовых сенсорах связана с его большой удельной поверхностью, достигающей величины $\sim 800 \text{ м}^2/\text{см}^3$ [1]. Это обуславливает высокую адсорбционную активность ПК, вследствие чего окружающая среда оказывает заметное влияние на его оптические и электрические свойства. К настоящему моменту времени подробно изучено влияние адсорбции различных газов на спектры ИК-поглощения и определяемую из них концентрацию свободных носителей заряда [2,3]. Одним из простейших

газовых сенсоров на основе пористого кремния является прибор, регистрирующий изменение величины электропроводности ПК в процессе адсорбции. Однако исследованиям влияния адсорбции на электрические свойства ПК внимания практически не уделено. Кроме того, совместное измерение электропроводности и концентрации свободных носителей заряда из спектров ИК-поглощения (в случае заметного поглощения на свободных носителях заряда) позволяет оценить величину подвижности по проводимости носителей заряда в ПК и влияние на нее адсорбции. В данной работе были проведены исследования влияния адсорбции активных молекул (йода и аммиака) на величину электропроводности и подвижности носителей заряда в мезо-ПК (со средним размером нанокристаллов примерно 30 нм) с целью установления механизмов электрического транспорта в данном материале.

Слои мезо-ПК формировались на пластинах монокристаллического кремния р- и n-типа проводимости с ориентацией поверхности (100) путем электрохимического травления в растворе плавиковой кислоты и этанола $\text{HF}(48\%):\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ при различных плотностях тока j . Предварительно пластины кремния несколько минут выдерживались в 48% растворе HF с целью удаления поверхностного оксида. Отслаивание пленок ПК от подложки производилось кратковременным (~ 2 сек) увеличением тока до 900 мА/см^2 . Толщины образцов контролировались с помощью оптического микроскопа. Пористость полученных образцов определялась гравиметрическим методом.

Для измерения электрических характеристик на поверхность образцов напылялись алюминиевые контакты. Проводимость слоёв ПК измерялась с помощью пикоамперметра Keithley 6487, обладающего высокой чувствительностью. Напряжение на образец подавалось с источника, встроенного в пикоамперметр. Измерение спектров пропускания инфракрасного излучения образцов ПК осуществлялось с использованием ИК-спектрометра с обратным Фурье – преобразованием Bruker IFS 66v/S в спектральном диапазоне $400\div 6000 \text{ см}^{-1}$ и разрешением 2 см^{-1} . Расчет концентрации свободных носителей заряда в слоях мезо-ПК на основе ИК-спектров пропускания проводился по методу, описанному в работе [4].

Для проведения адсорбционных измерений на базе современного оборудования фирмы Varian была собрана экспериментальная установка, позволяющая достичь степени вакуумирования образца до 10^{-5} Торр. Конструкция вакуумной системы позволяла одновременно проводить измерения электропроводности и снятие спектров ИК-пропускания при адсорбции различных молекул. Газообразный аммиак (NH_3) был получен из его водного раствора путем двойной перегонки с осушением. В экспериментах использовался йод (I_2) (99,9%) марки ОСЧ.

Совместные измерения концентрации свободных носителей заряда (n) и электропроводности (σ) показали, что величина σ резко (сильнее, чем линейная зависимость) увеличивается с ростом n . Последнее свидетельствует

об изменении в результате адсорбции не только концентрации свободных носителей заряда, но и их подвижности. Величину подвижности по проводимости можно оценить по формуле [5]:

$$\mu = \frac{\sigma}{en},$$

где e – элементарный заряд. Величина подвижности дырок в исследованных образцах ПК p -типа в вакууме составляет $\mu_p \approx 2.9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для образцов n -типа величина подвижности электронов получилась равной $\mu_e \approx 1.1 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Было установлено, что подвижность носителей заряда значительно возрастает в результате адсорбции акцепторных молекул йода на ПК p -типа и донорных молекул аммиака на ПК n -типа. В случае переноса носителей заряда по делокализованным состояниям кремниевых нанокристаллов в ПК заметное влияние на электропроводность могут оказывать потенциальные барьеры на их границах. Величина подвижности в этом случае будет зависеть от высоты потенциальных барьеров. При адсорбции активных молекул высота потенциальных барьеров может изменяться за счет перезарядки поверхностных состояний. В случае уменьшения высоты потенциальных барьеров подвижность будет возрастать и приводить к нелинейной зависимости электропроводности от концентрации свободных носителей заряда.

Таким образом, адсорбция донорных молекул на образцы мезопористого кремния n -типа и акцепторных молекул на образцы p -типа приводит к резкому росту электропроводности, который объясняется как увеличением концентрации свободных носителей заряда, так и их подвижности. Подвижность носителей заряда при адсорбции активных молекул изменяется за счет изменения высоты потенциальных барьеров на границах нанокристаллов.

Литература

1. Canham L.T., Groszek A.J. "Characterization of microporous Si by flow calorimetry: Comparison with a hydrophobic SiO₂ molecular sieve" // J. Appl. Phys., 1992, v. 72, pp. 1558-1565.
2. Timoshenko V.Yu., Dittrich Th., Lysenko V., Lisachenko M. G., Koch F., "Free charge carriers in mesoporous silicon" // Phys. Rev. B, 2001, v. 64, p. 085314.
3. Kashkarov P.K., Osminkina L.A., Konstantinova E.A., Vorontsov A.S., Pavlikov A.V., Timoshenko V.Yu. "Control of charge carrier density in mesoporous silicon by adsorption of active molecules" // Phys. Status Solidi (a), 2007, v. 204, pp. 1404-1407.
4. Timoshenko V. Yu., Dittrich Th., Koch F. "Infrared free carrier absorption in mesoporous silicon" // Phys. Stat. sol (b), 2000, v. 222, pp. R1-R2.
5. Бьюб Р., "Фотопроводимость твердых тел" // Издательство иностранной литературы, Москва, 1962, с. 318

ДИНАМИКА НОСИТЕЛЕЙ В КЛИНОВИДНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ InGaAs ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ

Доцент *Авакянц Л.П.*, ст. преподаватель *Боков П.Ю.*,
аспирант *Глазырин Е.В.* (ФИРАН),

ст. науч. сотр. *Казаков И.П.* (ФИРАН), ст. науч. сотр. *Червяков А.В.*

Наличие фотомодуляционного сигнала в области тени модулирующего излучения было теоретически предсказано [1] и экспериментально обнаружено [2] при исследовании гетероструктур с квантовыми ямами n -AlGaAs/GaAs/ p -AlGaAs. Авторы обнаружили сигнал фотоотражения в области, отстоящей на несколько миллиметров от области действия модулирующего излучения. Наблюдаемый эффект был объяснен как растекание фотовозбужденных носителей под действием электрического поля pn перехода.

Нами был обнаружен аналогичный эффект в гетероструктуре с клиновидной квантовой ямой. Исследуемая гетероструктура представляла собой одну квантовую яму состава $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с барьерами GaAs, выращенную методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (001) диаметром 40 мм. Во время выращивания квантовой ямы подложка наклонялась по отношению к молекулярным источникам Ga и In таким образом, что наибольшая толщина осаждаемого слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ была у одного из её краёв. Затем из подложки выкалывалась полоска шириной 5 мм и длиной 35 мм, вдоль которой ширина квантовой ямы изменялась линейно в диапазоне от 0.1 нм до 3.5 нм, содержание In менялось незначительно $x = 0.5 \pm 0.05$. Параметры квантовой ямы рассчитывались на основании измерений контрольных образцов с теневой маской, на которые осаждались слои GaAs и InAs толщиной 0.3 мкм в таком же наклонном положении подложки. Распределение по толщине и составу слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ определялось с помощью профилометра Talystep по измерениям высоты ступенек на слоях GaAs и InAs, образованных теневой маской.

Измерения спектров фотоотражения проводились с использованием двойного монохроматора [3]. Модуляция отражения осуществлялась He-Ne лазером на частоте 370 Гц. Спектры фотоотражения регистрировались при комнатной температуре.

Спектры фотоотражения, полученные от центральной части образца (ширина квантовой ямы 23 нм) в области действия лазерного излучения (центральный спектр), а также, в области его тени приведены на рисунке 1. Во всех спектрах присутствуют линии в области энергий 1.42 эВ (фундаментальный переход GaAs), 1.71 эВ (переход между зоной проводимости и спин-орбитально отщепленной подзоной валентной зоны), а также, линии в области энергий 1.33 - 1.38 эВ, связанные с переходами в квантовой яме InGaAs между уровнями размерного квантования электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны.

Проведенные с учетом деформационно-индуцированных сдвигов дна зоны проводимости и потолков валентной зоны для тяжелых и легких дырок

расчеты [4] показали, что энергия 1.36 эВ соответствует переходу $1e-1lh$, энергия 1.38 эВ соответствует переходу между первым энергетическим уровнем электрона в яме зоны проводимости и потолком валентной зоны GaAs.

Верхний спектр получен при фотомодуляции со стороны квантовой ямы большей ширины, нижний – со стороны квантовой ямы меньшей ширины. При этом положение спектральных линий в области энергий 1.33 - 1.38 эВ остается неизменным. Это означает, что генерируемые при периодической подсветке в области тени зондирующего излучения носители, растекаются по гетероструктуре, приводя к модуляции встроенного электрического поля в области действия зондирующего излучения.

Была проведена серия измерений спектров фотоотражения при различном положении пятна модулирующего излучения к пятну зондирующего излучения в масштабе от 0 до 9 мм с шагом 2.5 - 3 мм. Интенсивность модуля сигнала фотоотражения [5] спадает по мере удаления пятна модулирующего излучения от пятна зондирующего излучения.

Экспериментальная зависимость интенсивности модуля сигнала фотоотражения от координаты на поверхности образца подгонялась экспоненциальным законом, соответствующим решению уравнения диффузии.

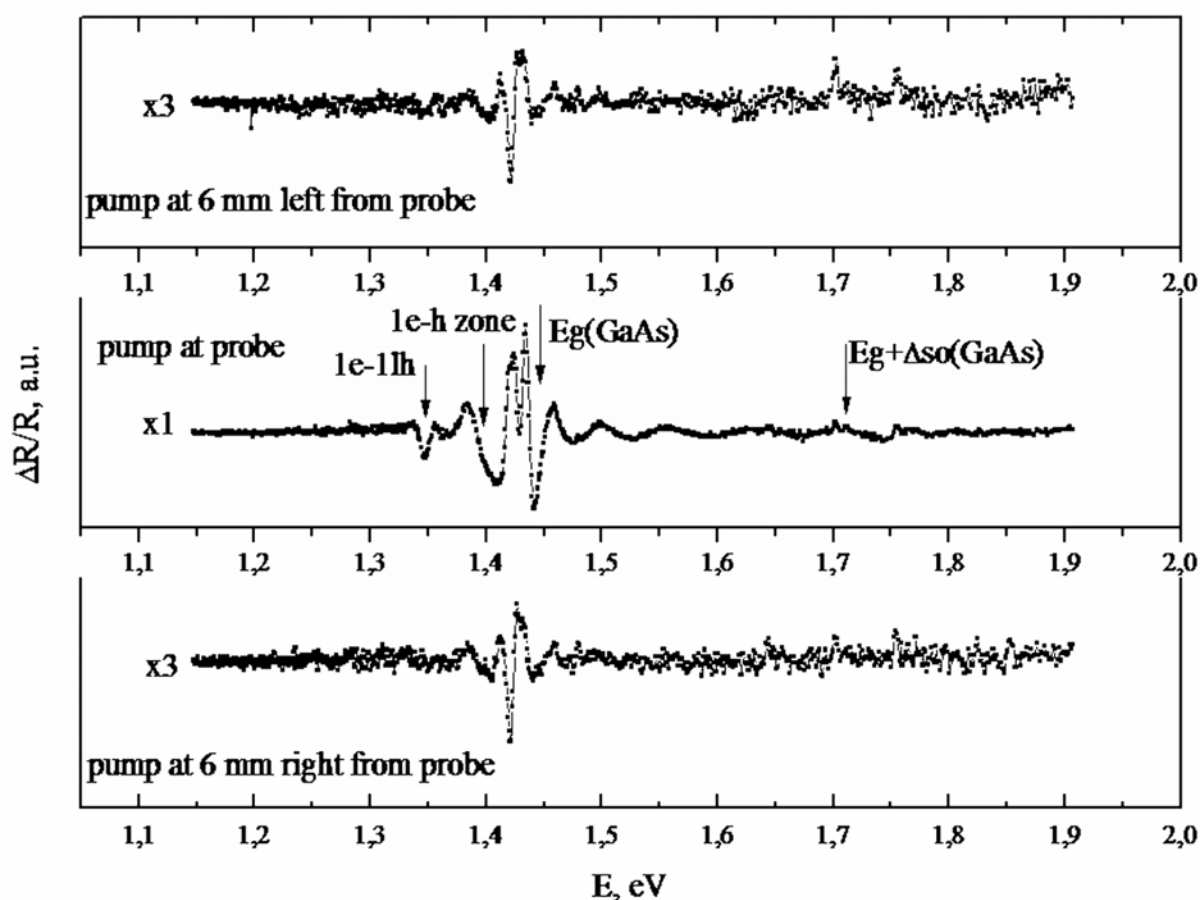


Рис. 1. Спектры фотоотражения гетероструктуры с квантовой ямой InGaAs полученные при фотомодуляции в области действия зондирующего излучения (в центре), в 6 мм справа (внизу) и слева (вверху) от этой области

Концентрация фотогенерированных носителей спадает в e раз при удалении от пятна зондирующего излучения на 1.2 мм в сторону увеличения ширины квантовой ямы и на 1.5 мм в сторону уменьшения ширины квантовой ямы, т.е. диффузия носителей преимущественно протекает в сторону увеличения квантовой ямы. Последнее можно объяснить преимущественным перетеканием носителей в области квантовой ямы по уровням размерного квантования в направлении уменьшения энергии уровней, т.е. в направлении увеличения ширины квантовой ямы.

Литература

1. В.А. Сабликов, С.В. Поляков, О.А. Рябушкин, ФТП. **31**, 393 (1997)
2. М.А. Черников, А.Е. Сотников, О.А. Рябушкин, П. Трубенко, И. Берищев, А. Овчинников, Квантовая электроника. **34**, 875 (2004)
3. Л.П. Авакянц, П.Ю. Боков, А.В. Червяков, ЖТФ. **75**, 66 (2005)
4. D. Gershoni, H. Temkin, M.B. Panish, R.A. Hamm, Phys Rev B, **39**, 5531 (1989)
5. T.J.S. Hosea, Phys. Stat. Sol. (b). **182**, K43 (1994)

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ РЕНТГЕНОВСКОГО МЕТОДА ФАЗОВОГО КОНТРАСТА ЦЕРНИКЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ЛИНЗ И ЗОННЫХ ПЛАСТИНОК

Гл. науч. сотр. *Кон В.Г.*, аспирант *Орлов М.А.*

С появлением синхротронных источников 3-го поколения, характеризующихся высокой степенью пространственной когерентности рентгеновских пучков, жесткое рентгеновское излучение стало активно использоваться для исследования внутренней структуры слабопоглощающих некристаллических объектов. В частности, был развит метод фазового контраста, позволяющий существенно снизить дозу поглощенного излучения, что имеет первостепенную важность, например, при исследовании медико-биологических образцов. Один из основных недостатков данного метода заключается в том, что он малочувствителен к плавным изменениям плотности исследуемых образцов. Этой проблемы можно избежать, если применить в жестком рентгеновском диапазоне известный из оптики видимого света метод фазового контраста Цернике. В данной работе проводится теоретический анализ возможностей такого применения. Рассматривались две разновидности схемы Цернике: с преломляющей линзой и с зонной пластинкой в качестве фокусирующего элемента. Фазосдвигающая четверть-волновая пластинка ставилась в области изображения точечного источника.

Анализ проводится методом численного моделирования эксперимента. В расчетах использовались параметры пучков, характерные для источников синхротронного излучения 3-го поколения (ESRF, APS, SPring-8). Перенос излучения в воздухе вдоль оптической оси, параллельной оси z , опи-

сывается с помощью одномерного пропагатора Кирхгофа $P(x, z) = (i\lambda z)^{-1} \exp(i\pi x^2 / \lambda z)$. Здесь ось x перпендикулярна оси z , λ – длина волны излучения. Прохождение излучения через исследуемые образцы и элементы рентгенооптической системы учитывалось с помощью транспарантной функции $T(x) = \exp(-i(2\pi/\lambda)[\delta - i\beta]t(x))$, где параметры δ и β входят в выражение для комплексного показателя преломления $n = 1 - \delta + i\beta$ материала рассматриваемого объекта, t – толщина объекта вдоль пучка на координате x . Такое описание возможно вследствие относительно малых продольных размеров образцов и рентгенооптических элементов и соответствует приближению геометрической оптики. Численный расчет свертки пропагатора Кирхгофа с транспарантной функцией осуществлялся с помощью метода быстрого преобразования Фурье.

В результате расчетов было показано, что метод Цернике в жестком рентгеновском излучении с линзой в качестве объектива может быть успешно применен для образцов с размерами более 0.1 мкм вдоль и 1 мкм поперек пучка. Зонная пластинка также позволяет восстанавливать структуру объектов, однако обеспечивает меньшее разрешение. Для улучшения качества изображения необходимо учитывать специфику фокусирующих элементов. Из результатов работы следует, что метод формирования изображений прозрачных объектов в жестком рентгеновском диапазоне по схеме Цернике является перспективным и требует дальнейшей разработки.

Тезисы доклада основаны на материалах работ, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 09-02-12239-офи_м).

Литература

1. Кон В.Г. К теории рентгеновской преломляющей оптики. Точное решение для параболической среды. Письма в ЖЭТФ (2002), том 76, вып. 10, с. 701-704.
2. Кон В.Г. Полуаналитическая теория фокусировки синхротронного излучения произвольной системой параболических преломляющих линз и проблема нанофокусировки. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования (2009), №5, с. 32-39.
3. Snigirev A., Snigireva I., Kohn V., Kuznetsov S., Schelokov I. On the possibilities of x-ray phase contrast microimaging by coherent high-energy synchrotron radiation. Rev. Sci. Instrum. (1995) vol. 66, N. 12, p. 5486-5492.
4. Y. S. Chu, J. M. Yi, F. De Carlo, Q. Shen, Wah-Keat Lee, H. J. Wu, C. L. Wang, J. Y. Wang, C. J. Liu, C. H. Wang, S. R. Wu, C. C. Chien, Y. Hwu, A. Tkachuk, W. Yun, M. Feser, K. S. Liang, C. S. Yang, J. H. Je, G. Margaritondo. Hard-x-ray microscopy with Fresnel zone plates reaches 40 nm Rayleigh resolution. Appl. Phys. Lett. (2008) 92, 103119.
5. Snigirev A., Kohn V., Snigireva I., Lengeler B. A compound refractive lens for focusing high-energy X-rays. Nature (1996) vol. 384, N. 6604, p. 49-51.

Подсекция:

БИОХИМИЧЕСКАЯ

И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В.А.Твердислов, профессор Г.П.Петрова,
профессор А.К.Кукушкин

БИОЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ПРИРОДНЫХ ВОДНЫХ ИСТОЧНИКОВ МОСКВЫ И МОСКОВСКОЙ ОБЛАСТИ

Вед. науч. сотр. *Гордиенко В.А.*, зав. лабораторией *Клочкова Н.В.* (ГУП МосНПО «Радон», вед. науч. сотр. *Старкова М.В.* (ОАО ВНИИХТ), зав. лабораторией *Глазунов А.Л.* . (ГУП МосНПО «Радон»

Еще в начале прошлого века В.И. Вернадский отмечал, что вода занимает особое место в истории нашей планеты. От ее качества и количества зависит не только жизнь всех организмов на планете, но и состояние окружающей природной среды. По оценкам Всемирной организации здравоохранения 80% всех заболеваний – результат употребления экологически грязной воды. Ежегодно от передающихся через воду болезней на Земле умирает около 5 млн. человек [1]. При этом по своему химическому составу природные воды характеризуются непостоянством. Многие болезни, так или иначе, связаны с особенностями распределения химических элементов в гидросфере. Например, известно, что в зонах с недостатком йода в ландшафте развивается эндемический зоб, а с недостатком фтора – кариес. Наименьшая заболеваемость раком желудка в Ростовской области характерна для районов с наиболее высоким содержанием магния в ландшафте [2].

Природные воды находятся в сложных не всегда обратимых взаимоотношениях с организмами, почвой, атмосферой. Основная часть химических реакций проходит именно в водной среде. Миграция химических элементов в водных растворах служит важным транспортным путем, как внутри отдельно взятого ландшафта, так и между различными ландшафтами.

Для нормального развития организма необходимы многие элементы. Объективно нет химических элементов исключительно вредных или полезных. В последнее время все больше внимания уделяется взаимному влиянию различных химических элементов на организм, в зависимости от формы их соединений и концентрации. Поэтому при исследовании различных ландшафтов необходимо учитывать фоновые значения, характерные для данной местности. К сожалению, химический состав водных источников подвергается значительным изменениям за счет антропогенных факторов, особенно в окрестности больших мегаполисов.

Во многих странах введены нормирующие показатели, контролирующие предельно допустимые концентрации (ПДК) химических элементов в воде, но большинство из них не учитывают геохимию ландшафта. Для учета общего воздействия, также принято определять значение K суммарного отношения фактической концентрации каждого элемента к величине его ПДК [3].

В качестве иллюстрации на рис.1 приведена динамика за период 1997-2009 гг. содержания некоторых химических элементов, отнесенных к числу обязательно контролируемых, для родников, находящихся на территории Москвы, вблизи радиационно-опасных объектов. Характерно, что в

период спада промышленной активности (1990-е гг.) содержание в воде указанных на рисунке химических элементов снизилось. Как только предприятия вновь активизировали свою работу, концентрация химических элементов стала возрастать, превышая для отдельных элементов величину ПДК ($K > 1$). Для родников в районе Борисовских прудов (рис.1,в), наиболее близко примыкающих к заводу полиметаллов, нарастание содержания металлов (за исключением Cd) после 2003 г. происходит с большей скоростью, что, несомненно, свидетельствует об антропогенной причине этого процесса.

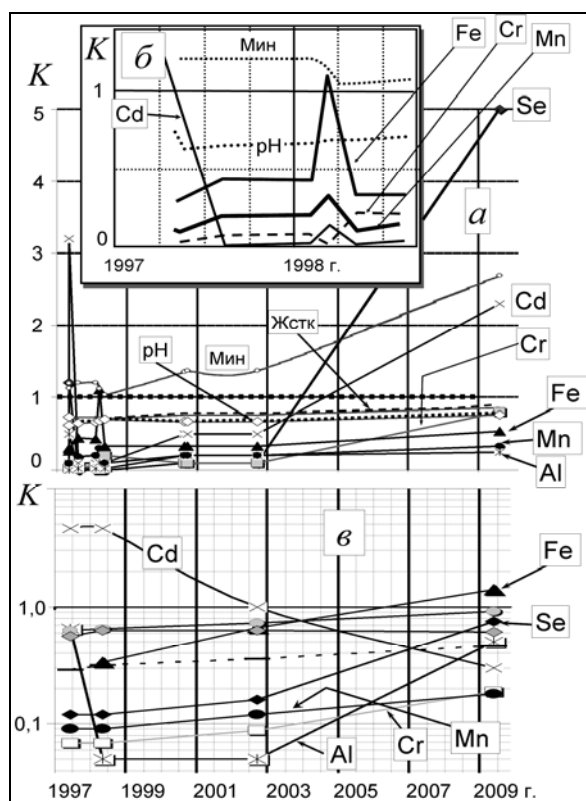


Рис.1. Динамика концентрации примесей в родниках на территории парка Коломенское (а,б) и в районе Борисовских прудов (в)

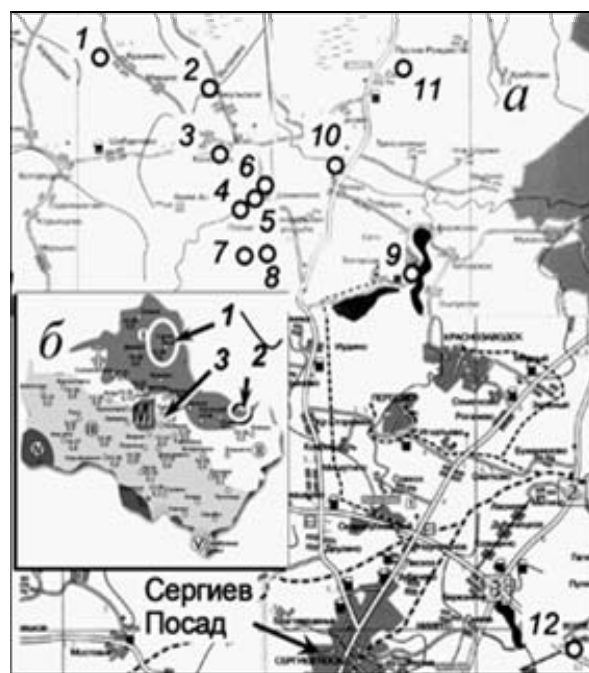


Рис.2. а) Места забора проб воды в окрестности Сергиева Посада: цифры соответствуют номеру скважины на рис.3; б) Схема гидрогеологических районов (I, II, III, IV) Подмосковья [4]: 1 – район Сергиева Посада, 2 – Орехово-Зуевский район, 3 – Салтыковка. М – Москва

В данной работе излагаются некоторые результаты исследований химического состава воды подземных источников Москвы и Московской области, находящейся на различной глубине, но в пределах единого гидрогеологического района (рис.2,б, район I). Наибольшее количество проб воды было отобрано из скважин с номерами 1–12 (рис.2,а) в Сергиево-Посадском районе (область 1 на рис.2,б). Пункты для отбора подземных вод выбирались исходя из задачи выяснения влияния техногенных факторов на химический состав подземных вод (на территории данного района располагается полигон МосНПО «Радон» для хранения РАО). Для сравне-

ния приводятся также выборочные данные для трех подземных источников, находящихся на севере Москвы в районе РНЦ «Курчатовский институт» (13-15, рис.3), источника вблизи Москвы (16, рис.3, точка 3 на рис.2,б, Салтыковка), источника вблизи Орехово-Зуево, находящегося в том же гидрогеологическом районе, но вдали от каких-либо полигонов (17, рис.3, точка 2 на рис.2,б,) и родника вблизи 86 км Казанской железной дороги (18, рис.3, гидрогеологический район II на рис.2,б).

Согласно существующим нормативным документам химические элементы разделены на классы опасности. К 1-му, наиболее опасному отнесены **Be, As, Hg, Tl**, ко 2-му – **Li, Co, Se, Rb, Sr, Ag, Cd, Sb, Te, Ba, W, Pb, Bi, Na, Ni**, к 3-му – **V, Al, Mo, Cr, Mn, Zn, Cu**. Жирным шрифтом выделены элементы, наиболее часто встречающиеся в природных водах на территории РФ, а также антропогенного происхождения, получивших глобальное распространение (на рис.3 они отнесены к классу основных). При обнаружении в воде нескольких химических веществ, относящихся к разным классам опасности, эквивалентное нормированное значение параметра K , рассчитываемое по специальной формуле [3], не должно превышать 1. Из рис.3 видно, что в районе Сергиева Посада только для элементов 1-го класса опасности это условие выполняется. Для 2-го и 3-го – только выборочно, и в основном в точках достаточно удаленных от полигона. На рис.3,б приведены значения K для отдельных химических элементов в воде, вносящих наибольший вклад в превышение уровней ПДК.

Проведенный анализ динамики загрязнения вод позволяет сделать вывод, что превышение уровней ПДК носит преимущественно антропогенный характер (возможно за исключением алюминия).

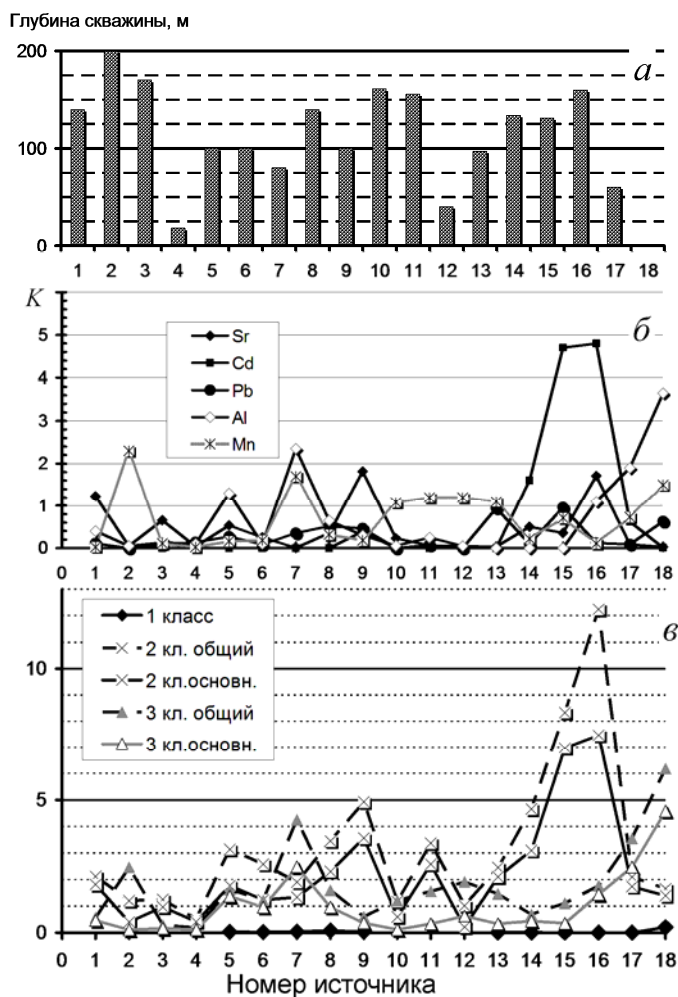


Рис.3. Относительная концентрация основных химических элементов в исследуемых источниках и глубина забора воды

Литература

1. Судо М.М. Геоэкология. – М.: Изд-во МНЭПУ, 1999. – 116 с.
2. Перельман А.И. Геохимия ландшафта. – М.: Высшая школа, 1966. – 392 с.
3. СанПиН 2.1.4.1074-01 (от 26 сентября 2001 г.).
4. Секисов А. Гидрогеология – особенности подмосковного региона.
<http://www.voda-da.ru/hydro.htm>

БИОМИМЕТИЧЕСКИЕ НАНОСИСТЕМЫ И БИО-НЕОРГАНИЧЕСКИЕ НАНОМАТЕРИАЛЫ

Доцент *Хомутов Г.Б.*

Создание новых материалов и устройств с улучшенными, заданными или новыми уникальными свойствами и характеристиками является важнейшей предпосылкой и условием дальнейшего научного и технологического прогресса. Разрабатываемые инновационные технологии создания функциональных материалов должны быть экономически рациональны, экологически безопасны и включать методы, позволяющие эффективно контролировать состав, структуру и, соответственно, свойства материалов на нано-уровне. Последнее обстоятельство обусловлено тем, что с уменьшением характерных размеров материалов и их переходом на нано-уровень свойства материалов, как правило, претерпевают существенные изменения, увеличивается доля и роль поверхностных атомов, у индивидуальных нано-объектов и у их организованных ансамблей могут возникать новые свойства, интересные для фундаментальных исследований и важные для практических применений.

Для биологических систем характерны процессы самосборки, самоорганизации и самовоспроизведения, в результате которых в нормальных условиях формируются высокоорганизованные молекулярные, сложные супрамолекулярные и био-неорганические структуры (в том числе структуры нанометровых размеров, т.е. наноструктуры), отличающиеся структурным совершенством и исключительно высокой функциональной эффективностью. Таким образом, разработка методов получения функциональных наноматериалов и наносистем, основанных на принципах биомиметики, биоминерализации, самосборки и самоорганизации, может быть весьма перспективна для создания относительно недорогих технологий получения новой нано-продукции. Важным моментом здесь является то, что технологические процессы получения наноматериалов при таком подходе могут быть экономически весьма эффективны, экологически безопасны и протекать в условиях, близких к условиям окружающей среды, с высокой воспроизводимостью структуры и свойств получаемых наноматериалов, характерной для биологических систем. Также, специфичность и уникальность свойств многих биологических молекул и супрамолекулярных

структур, в частности, биополимеров, липидов и их комплексов, делает актуальным поиск возможностей для их использования в технологиях создания новых высокоорганизованных композитных и гибридных биоорганических и био-неорганических наноматериалов и функциональных наносистем. Таким образом, получение и исследование упорядоченных наноструктур, включающих биологические и синтетические наноконпоненты, актуально для выяснения фундаментальных структурно-функциональных взаимосвязей на нано-уровне в биологических системах и важно для разработки новых гибридных наноматериалов, перспективных для применения в технологиях биоинженерии, био-медицинских, биокаталитических и биосенсорных технологиях, а также в технологиях создания биоактивных, биосовместимых и полифункциональных наноматериалов.

В докладе обсуждаются результаты многолетних междисциплинарных исследований фундаментальных физико-химических механизмов процессов формирования организованных биомиметических наноструктур и бионеорганических наноматериалов в системах, включающих объемную жидкую фазу и границу раздела фаз (газ-жидкость, твердое тело-жидкость, жидкость-жидкость), в ходе процессов синтеза и структурообразования с участием синтетических и биогенных компонентов коллоидных систем, неорганических наночастиц различного состава, кластеров металлов и ионов, поверхностно-активных соединений, полиэлектролитов и их комплексов, а также результаты исследования взаимосвязи структуры и свойств таких наносистем и наноматериалов. Особое внимание уделяется выявлению и анализу физических и химических факторов, обуславливающих формирование структурно-упорядоченных систем, включающих нано-размерные компоненты. Разработанные экспериментальные синтетические стратегии основаны на комбинировании и интегрировании ряда синтетических и физико-химических методов и подходов (Ленгмюровской техники, физической и химической послойной чередующейся адсорбции компонентов из водной фазы, формировании поликомплексов, химического сшивания, конкурентных взаимодействий и замещения лигандов в супрамолекулярных и координационных комплексах, эффектов самосборки и самоорганизации) и неорганических нано-компонентов различной природы. При разработке способов формирования нанокомпозитных материалов и органико-неорганических наносистем, содержащих неорганические наноконпоненты, использовали два основных подхода – адсорбцию и встраивание в органическую матрицу пресинтезированных неорганических наночастиц и кластеров, а также синтез неорганической нано-фазы непосредственно в организованной супрамолекулярной матрице и в гетерофазных системах. Разработаны методы получения, впервые получены и исследованы искусственные системы одно-электронного туннельного транспорта на основе пленок Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ), содержащих встроенные в структуру пленки упорядоченные ансамбли белков (цитохром c), нанокластеров металлов (Au, Pd, Pt) и металлических наночастиц. Эти наноструктуры являются биомиметическими системами "белок-переносчик электронов в мембране". Методом СТМ обнаружены особенности

вольт-амперных характеристик в таких системах, обусловленные дискретностью энергетического спектра электронов и/или кулоновскими эффектами. На основе таких структур (Рис. 1) впервые был создан одноэлектронный туннельный транзистор, функционирующий при комнатной температуре.

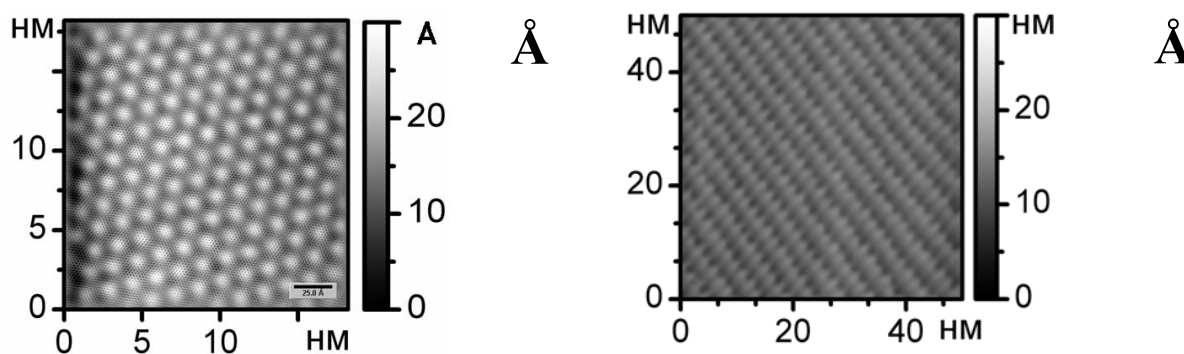


Рис. 1. СТМ - изображения монослойной ЛБ-пленки плотноупакованных атомарно-идентичных металлоорганических нанокластеров $\text{Au}_{101}(\text{PPh}_3)_{21}\text{Cl}_5$ на поверхности графита (слева) и полимерной монослойной наноструктурированной ЛБ-пленки, содержащей такие кластеры (справа)

Нами изучена связь термодинамического состояния лэнгмюровского монослоя и его изменений, обусловленных взаимодействиями с ионными компонентами водной фазы, со структурой и физико-химическими свойствами соответствующих моно- и мультислойных ЛБ-пленок. Впервые обнаружен эффект катион- и рН-зависимого образования неорганических нанокластеров на поверхности монослоя. Разработан метод получения высокоупорядоченных ЛБ-пленок, содержащих двумерные ансамбли трехвалентных катионов переходных металлов (в частности, редкоземельных). Разработаны синтетические стратегии получения организованных функциональных наноструктур с использованием биомиметических подходов и биологических молекул, в частности, ДНК и биогенных полиаминов. Впервые получены и охарактеризованы новые организованные био-неорганические наносистемы на основе комплексов природных (ДНК, полиамины, полисахариды) и синтетических полиэлектролитов и неорганических наночастиц (полупроводниковых наночастиц CdSe и CdS , магнитных наночастиц оксидов железа, а также наночастиц и кластеров благородных металлов Au , Pd , Ag). Разработаны подходы, основанные на физическом пространственном ограничении области локализации коллоидных наночастиц на границе раздела фаз газ-жидкость и в анизотропных матрицах. Анализируются и иллюстрируются методы получения упорядоченных ансамблей неорганических наночастиц, основанные на процессах адсорбции или синтеза наночастиц на поверхности подложек и темплатов различной формы, а также на границе раздела фаз газ-жидкость и жидкость-жидкость. Установлено, что анизотропия межфазной реакционной системы и пространственная неоднородность связывания лигандов с неорганической фазой открывают возможности для формирования интегрированных высокоорганизованных анизо-

тропных неорганических наноструктур с уникальной морфологией, в частности, характеризующейся очень большой величиной удельной поверхности, большой величиной эффективного периметра, лабиринтоподобной структурой. Теоретическое рассмотрение указывает на важность размерности системы в аспекте энергетического баланса, который определяет специфические особенности структурной организации в планарных заряженных металлических и магнитных наноструктурах. Методом послойной чередующейся адсорбции получены новые нанокомпозитные нано пленочные материалы на основе комплексов магнитных наночастиц оксида железа и молекул полиэлектролита, выполненные в виде нанослойных покрытий на твердотельных подложках и композитных коллоидных микрокапсул, содержащих различное количество слоев молекул полимера и наночастиц оксида железа. Установлено, что структура таких пленок изменяется в результате действия на них СВЧ-излучения (Рис. 2), что открывает возможности для создания на их основе новых химических и биохимических нанореакторов, а также наноконтейнеров и систем управляемой магнитным полем адресной доставки и контролируемого высвобождения лекарственных, биологически-активных и других соединений.

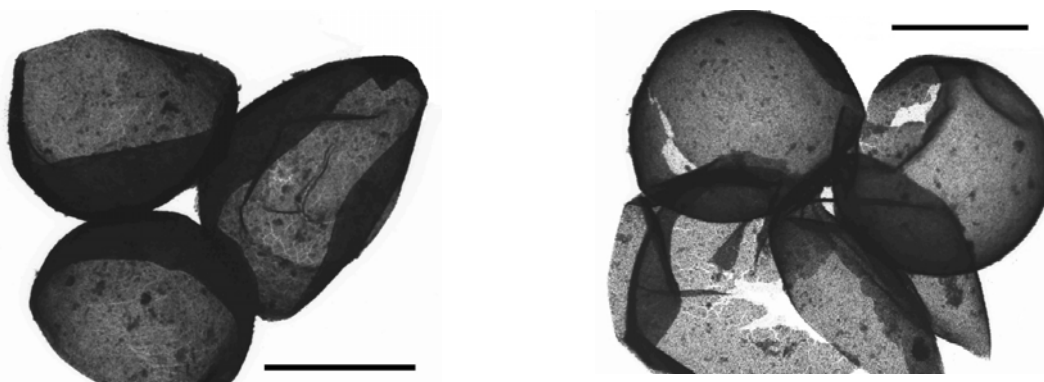


Рис. 2. Изображения нанокомпозитных микрокапсул, содержащих суперпарамагнитные наночастицы магнетита диаметром ~ 10 нм. Слева: нативные капсулы. Справа: капсулы после СВЧ-облучения (120 с, 750 Вт). Изображения получены методом просвечивающей электронной микроскопии. Размер масштабной черной полоски 1 мкм

Получен и исследован новый класс гибридных наносистем на основе полиэлектролитных комплексов и биологических компонентов - комплексов тилакоид/полиэлектролит, иммобилизованных на поверхности твердотельной подложки и синтезированных методом последовательной послойной чередующейся адсорбции противоположно заряженных компонентов. Показано, что биогенные компоненты в таких системах сохраняют свою функциональность, что открывает возможности для их использования в биосенсорных и биокаталитических технологиях.

Впервые исследованы процессы формирования магнитных наночастиц оксида железа в иммобилизованных комплексах ДНК в реакциях с участи-

ем реагентов только биологической природы при нормальных условиях. Установлено, что в системе, включающей ферритин (диаметр ~ 7 нм) в качестве источника ионов железа и аскорбиновую кислоту в качестве восстановителя, происходит образование нанокристаллических наночастиц магнетита с характерными размерами 2-3 нм (Рис. 3).

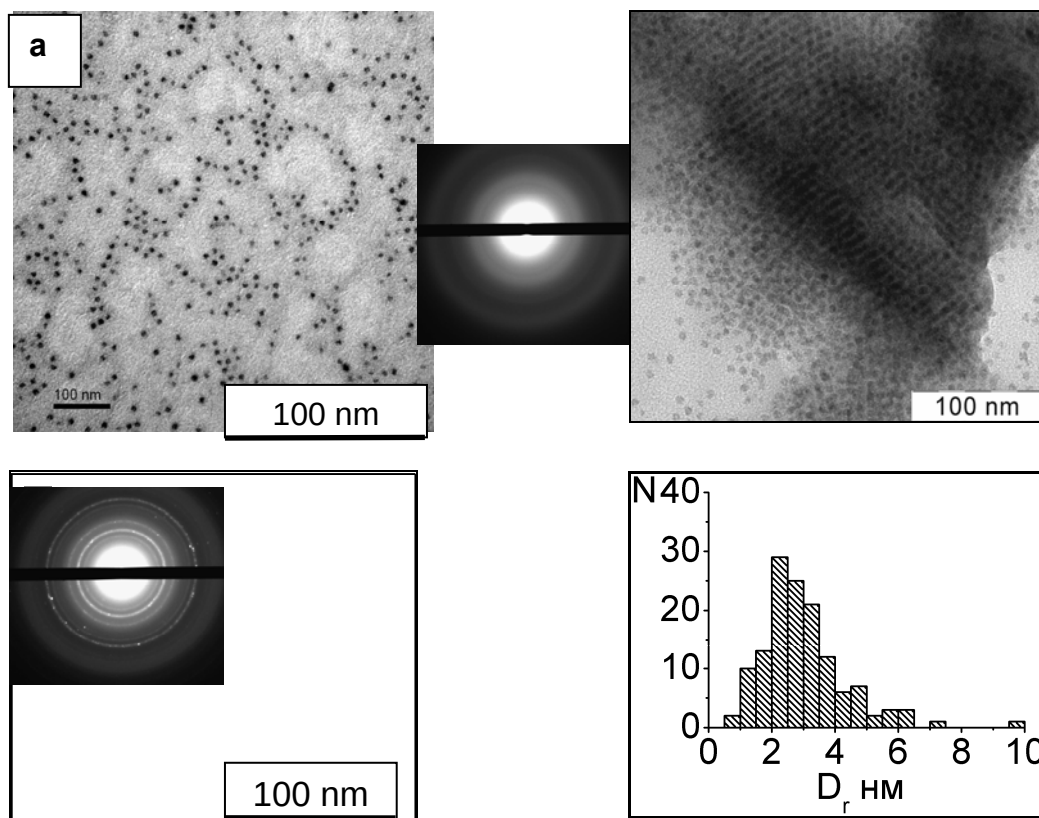


Рис. 3. Характерные изображения молекул ферритина и наночастиц оксида железа, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии. Изображение а): молекулы ферритина, адсорбированные на иммобилизованных молекулах ДНК в комплексе с амфифильным интеркалятором (N,N'-диоктадецилоксакарбоцианин-4-толуолсульфонат). Изображение б): упорядоченные квази-периодические ансамбли молекул ферритина, полученные путем высушивания капли коллоидного раствора молекул ферритина. Вставка: характерная картина электронной дифракции, полученная на образцах, содержащих ферритин. Изображение в): наночастицы оксида железа, синтезированные в иммобилизованных комплексах ДНК в ходе их инкубации в растворе ферритина (1 час) и последующей инкубации в растворе аскорбиновой кислоты при нормальных условиях (рН=7,5). Вставка: характерная картина электронной дифракции, полученная на образцах, содержащих синтезированные наночастицы оксида железа в комплексах ДНК. г): гистограмма распределения по размерам синтезированных наночастиц оксида железа

Полученные результаты указывают на возможность формирования в биологических системах при определенных условиях магнитных наночастиц магнетита и/или маггемита в ходе аналогичных процессов биомине-

рации и метаболизма железа. Эти результаты могут стать основой для понимания механизмов образования биогенных магнитных оксидов железа, в частности, в мозге человека при ряде возрастных заболеваний, сопровождающихся нейродегенеративными процессами.

Разработан принципиально новый подход к получению нанопленочных нанокомпозитных материалов, основанный на открытом нами явлении самосборки и самоорганизации планарных наносистем из коллоидных наночастиц в ходе формирования ими комплексов с полифункциональными лигандами в объеме жидкой фазы в отсутствие каких-либо поверхностей и границ раздела фаз. Данный подход позволяет получать новые высокоорганизованные нанопленочные нанокомпозитные материалы, выполненные в виде свободной ультратонкой пленки в жидкой фазе и включающие химически связанные между собой коллоидные нано-компоненты. Нами впервые получен и охарактеризован новый био-неорганический нанопленочный материал на основе комплексов природных полиаминов и магнитных коллоидных наночастиц магнетита (Рис. 4).

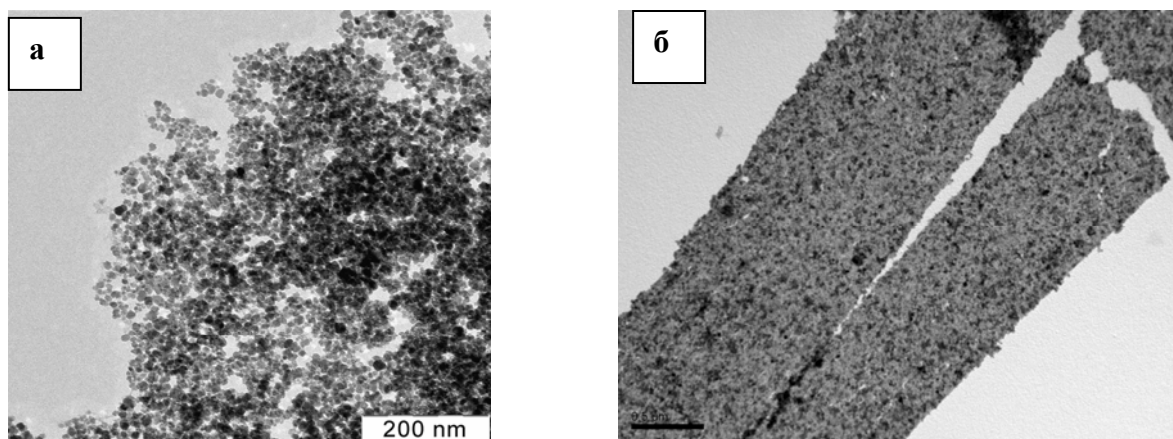


Рис. 4. Изображение а): характерный агрегат наночастиц магнетита. Изображение б): нанопленочный нанокомпозитный материал на основе комплекса наночастиц магнетита и полиамина спермина, размер черной масштабной метки 0.5 мкм. Изображения получены методом просвечивающей электронной микроскопии

Установлено, что энергетический баланс электростатических сил отталкивания структурообразующих коллоидных наночастиц и сил притяжения, обусловленных химическим связыванием коллоидных частиц между собой посредством мостиковых молекул-лигандов, существенно влияет на морфологию формируемых органико-неорганических наноструктур и является эффективным инструментом регулирования структурно-функциональных характеристик такого материала.

В докладе обсуждаются возможности практических применений разработанных синтетических методов и наноматериалов. Созданные материалы и методы имеют инновационный потенциал и могут быть использованы в технологиях получения металлосодержащих нанокомпозитных наноструктуриро-

ванных материалов, металлополимеров, для разработки функциональных элементов в электронике (в частности, в технологиях создания новых элементов электронных систем в устройствах обработки и хранения информации на основе транзисторов с плавающим затвором, в системах «пластиковой» электроники в качестве металлосодержащих «чернил» для получения металлических проводников на различных поверхностях), в фотоэлектрических элементах и коллекторах, солнечных батареях, аккумуляторах и источниках питания, в технологиях получения материалов и покрытий со специальными свойствами (оптическими, механическими, химическими, термическими, электрическими, поглощение излучений, биоактивность и др.), для разработки новых наноструктурированных каталитических систем (в частности, в технологиях синтеза углеродных нанотрубок, получения биотоплива путем каталитической переработки отходов производства деревообрабатывающей промышленности и возобновляемых источников органического сырья, а также в технологиях переработки нефти и нефтепродуктов путем жидкофазного низкотемпературного окислительного каталитического крекинга), функциональных нанокомпозитов. Разработанные методы могут применяться для получения новых биокаталитических систем, биосенсоров, ультратонких функциональных, модифицирующих и защитных пленок и покрытий на различных поверхностях, в том числе биологически активных и биосовместимых нанопленочных материалов и покрытий, в био-медицинских технологиях управляемой доставки лекарственных средств и других технологиях. Разработанные методы могут использоваться также для создания новых магнитосорбентов и систем управляемого транспорта и доставки микронных, субмикронных и молекулярных объектов в жидкой фазе, сепарационных технологий, для получения покрытий и средств модификации различных поверхностей, в том числе поверхностей коллоидных частиц (в частности, бактерий), нитей и волокон (создание тканей и материалов с новыми и специальными свойствами), как проиллюстрировано на Рис.5.

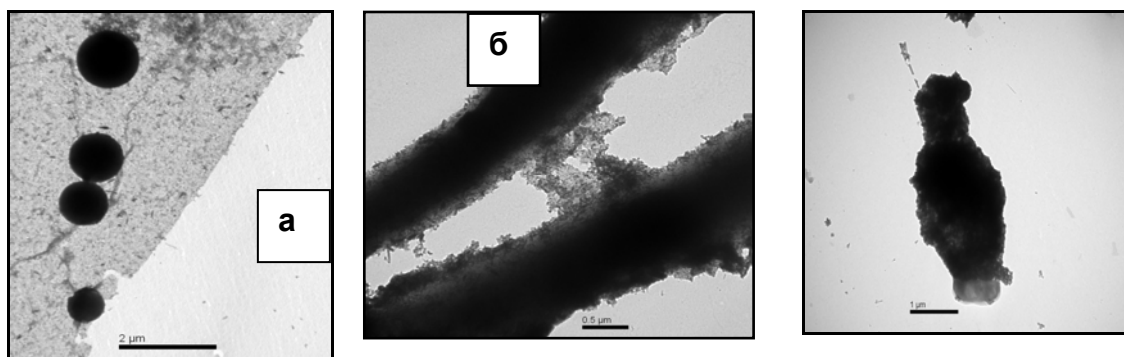


Рис. 5. Изображение а): анионные коллоидные латексные частицы на основе полистирола, связанные с композитным магнитным нанопленочным материалом. Изображение б): нанопленочный материал, локализованный на поверхности волокон хлопка. Изображение в): бактерия, покрытая слоем композитного нанопленочного магнитного материала. Изображения получены методом просвечивающей электронной микроскопии.

Полученные результаты опубликованы в коллективных монографиях, обзорах, статьях в ведущих российских и международных реферируемых научных журналах, препринтах, материалах конференций (всего более 350 научных публикаций, относительно высокий индекс цитирования). На основе выполненных разработок получено более 15 Российских и международных патентов.

Литература

Обзоры и коллективные монографии

1. Khomutov G.B., Interfacially formed organized planar inorganic, polymeric and composite nanostructures, *Advances in Colloid and Interface Science*, 2004, v.111, p.79-116.
2. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю., Магнитные наночастицы: методы получения, строение и свойства, *Успехи химии*, 2005, т.74, №6, с.539-574.
3. Губин С.П., Катаева Н.А., Хомутов Г.Б., Перспективные направления нанонауки: Химия наночастиц полупроводниковых материалов, *Известия Академии наук, Серия химическая*, 2005, №4, с.811-836.
4. Губин С.П., Катаева Н.А., Колесов В.В., Солдатов Е.С., Трифонов А.С., Хомутов Г.Б., Шорохов В.В., Нанофазные материалы в электронике – вещества, технология, устройства, *Нелинейный мир*, 2005, т.3, №1-2, с.10-26.
5. Khomutov G.B., Koksharov Yu.A., Effects of organic ligands, electrostatic and magnetic interactions in formation of colloidal and interfacial inorganic nanostructures, *Advances in Colloid and Interface Science*, 2006, v.122, №1-3, p.119-147
6. Khomutov G.B., Organized Planar Bio-Molecular and Hybrid Bio-Organic-Inorganic Nanostructures, In: “Biocatalytic Technology and Nanotechnology”, Edited by G.E. Zaikov, Nova Science Publishers Inc., Hauppauge, NY, 2004., p.1-27.
7. Khomutov G.B., Koksharov Yu.A., Effects of Organic Ligands, Electrostatic and Magnetic Interactions in Morphological Control of Inorganic Nanomaterials: a Case of Interfacially-formed Planar Noble Metal and Iron Oxide Nanostructures, in: “Trends in Surface Science Research”, Edited by C.P. Norris, Nova Science Publishers, NY, 2006, p.55-96.
8. Khomutov G.B., DNA-based synthesis and assembly of organized iron oxide nanostructures, In: “Nanomaterials for Application in Medicine and Biology”, Edited by M. Giersig and G.B. Khomutov, Springer, Dordrecht, The Netherlands, 2008, p.39-58.
9. Giersig M. and Khomutov G.B. (Editors), *Nanomaterials for application in medicine and biology*, Springer, Dordrecht, The Netherlands, 2008, 188p.
10. Khomutov G.B., Koksharov Yu.A., Organized ensembles of magnetic nanoparticles: preparation, structure and properties, In: “Magnetic Nanoparti-

cles”, Edited by S.P. Gubin, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2009, p.117-195.

11. Снигирев О.В., Солдатов Е.С., Крупенин В.А., Губин С.П., Колесов В.В., Хомутов Г.Б., Шорохов В.В., Трифонов А.С., Преснов Д.Е., Баранов Д., Современные тенденции в развитии элементов вычислительных устройств post-CMOS эры, Нанотехнологии: разработка, применение, 2009, т.1, №1 с.43-55.

Некоторые публикации в реферируемых журналах

1. Хомутов Г.Б., Транспорт и связывание ионов в неоднородных водных суспензиях мембранных структур., Журнал физической химии, 1990, т.64, №5, с.1153-1164.

2. Солдатов Е.С., Ханин В.В., Трифонов А.С., Губин С.П., Колесов В.В., Преснов Д.Е., Яковенко С.А., Хомутов Г.Б., Одноэлектронный транзистор на основе одиночной кластерной молекулы при комнатной температуре., Письма в ЖЭТФ, 1996, т.64, №7, с.510-514.

3. Khomutov G.B., Yurova T.V., Yakovenko S.A., Khanin V.V., Soldatov E.S., Effect of stearic acid monolayer compression extent on the interface copper ions binding and clusters formation., Supramolecular Science, 1997, v.4, N3-4, p.349-355.

4. Tishin A.M., Koksharov Yu.A., Bohr J. and Khomutov G.B., Evidence for magnetic ordering in ultrathin gadolinium Langmuir-Blodgett film, Phys. Rev. B, 1997, v.55, N17, p.11064-11067.

5. Солдатов Е.С., Ханин В.В., Трифонов А.С., Губин С.П., Колесов В.В., Преснов Д.Е., Яковенко С.А., Хомутов Г.Б., Коротков А.Н., Молекулярный одноэлектронный транзистор, работающий при комнатной температуре, Успехи физических наук, 1998, т.168, №2, с.217-219.

6. Khomutov G.B., Soldatov E.S., Gubin S.P., Yakovenko S.A., Trifonov A.S., Obidenov A.Yu., Khanin V.V. Langmuir-Blodgett films in the development of high-temperature single electron tunneling devices, Thin Solid Films, 1998, v.327-329, N1-2, p.550-553.

7. Khomutov G.B., Two-dimensional synthesis of anisotropic nanoparticles, Colloids and Surfaces A, 2002, v.202, N2-3, p.243-267.

8. Khomutov G.B., Belovolova L.V., Gubin S.P., Khanin V.V., Obydenov A.Yu., Sergeev-Cherenkov A.N., Soldatov E.S., Trifonov A.S., STM study of morphology and electron transport features in cytochrome *c* and nanocluster molecule monolayers, Bioelectrochemistry, 2002, v.155, p.177-181.

9. Gubin S.P., Gulayev Yu.V., Khomutov G.B., Kislov V.V., Kolesov V.V., Soldatov E.S., Sulaimankulov K.S., Trifonov A.S., Molecular clusters as building blocks for nanoelectronics: the first demonstration of a cluster single-electron tunneling transistor at room temperature, Nanotechnology, 2002, v.13, p.185-195.

10. Khomutov G.B., Antipina M.N., Gainutdinov R.V., Gubin S.P., Obydenov A.Yu. et.al., Interfacial nanofabrication strategies in development of new

functional nanomaterials and planar supramolecular nanostructures for nanoelectronics and nanotechnology, *Microelectronic Engineering*, 2003, vl.69, N2-4, p.373-383.

11. Khomutov G.B., Antipina M.N., Sergeev-Cherenkov A.N., Rakhnyanskaya A.A., Gainutdinov R.V., Tolstikhina A.L. et. al., Organized planar nanostructures via interfacial self-assembly and DNA templating, *International Journal of Nanoscience*, 2004, v.3, N1-2, p.65-74.

12. Artemyev M., Kisiel D., Abmiotko S., Antipina M.N., Khomutov G.B., Kislov V.V., Rakhnyanskaya A.A., Self-Organized, Highly Luminescent CdSe Nanorod-DNA Complexes, *J. Am. Chem. Soc.*, 2004, v.126, p.10594-10597.

13. Хомутов Г.Б., Поляков С.Н., Волков В.В., Ключевская В.В., Архарова Н.А., Новые организованные полимерные органико-неорганические наносистемы и нанопленочные материалы. Получение и исследование структуры и свойств, *Российские нанотехнологии*, 2008, Т. 3, № 5–6, с.13-15.

14. Черничко Д.И., Хомутов Г.Б., Образование организованных ансамблей наночастиц оксида железа в планарных комплексах молекул ДНК, *Неорганические материалы*, 2009, т.45, №11, с.1370–1376.

Патенты

RU2105386, RU2106041, PCT WO/1997/036333, US6057556, EP0836232, DE69721929, JP11500583, KR100272702, AU2579297, CN1189921, RU2120147, PCT WO/1998/010442, RU 2124755, PCT WO/1998/052134, PCT WO/1999/034355, RU2160697, PCT WO/2000/015545, RU2160748, RU2233791, RU2324643, RU2326898, RU2336941, PCT WO/2008/105681, RU2364472.

ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ РАСТЕНИЙ И СОСТОЯНИЕ ЦЕПИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА

Мл. науч. сотр. *Киржанов Д.В.*, аспирант *Алексеев А.А.*,
профессор *Кукушкин А.К.*

Для увеличения концентрации НАДФН₂ необходимо достичь наибольшей скорости восстановления НАДФ⁺ вследствие работы двух фотосистем (ФС) и комплекса разложения воды. Однако, увеличение концентрации восстановленных переносчиков в цепи электронного транспорта может привести к окислительному стрессу. Поэтому изучение устройства цепи электронного транспорта и механизмов регуляции её работы чрезвычайно актуально для поиска путей увеличения эффективности фотосинтеза. Наибольший практический интерес представляют те методы исследования цепи переноса электронов, которые позволяют выполнять измерения

без повреждения образца. К их числу можно отнести метод РАМ-флуориметрии [1]. Согласно этому методу исследуемый фотосинтезирующий образец подвергают воздействию последовательности коротких импульсов света большой интенсивности и более слабого, постоянного фонового света. В ходе эксперимента регистрируют зависимость интенсивности флуоресценции, возбуждаемой слабым измерительным светом, от времени, а состояние цепи электронного транспорта определяют по параметрам полученной кривой индукции флуоресценции при помощи эмпирических формул. Эти формулы предложены на основании анализа экспериментальных данных и не следуют из какой-либо теоретической модели.

Применение этих формул требует дополнительных предположений о связи между интенсивностью флуоресценции и концентрацией восстановленных первичных акцепторов, или квантовым выходом разделения зарядов в ФСII. Авторы [2] полагали, что соответствующая связь линейна, однако, обоснование этого предположения нам не известно. Выяснение вида этой связи и её экспериментальное и теоретическое обоснование чрезвычайно актуальны для интерпретации многих экспериментов и создания обоснованного метода определения состояния цепи электронного транспорта по данным флуоресцентных исследований.

В работе [3] для теоретического исследования связи интенсивности флуоресценции с состоянием первичных акцепторов ФСII использована модель фотосинтеза [4], описывающая взаимодействие двух ФС, цепи электронного транспорта и цикла Кальвина-Бенсона. Выбор этой модели обусловлен тем, что она позволила объяснить индукцию флуоресценции ФСII и сигнала ЭПР P_{700}^+ под действием постоянного света при одном наборе параметров, индукцию замедленной люминесценции, а также некоторые колебательные режимы, характеризуемые периодическими изменениями концентраций возбуждённых пигментов в ФСII, окисленных пигментов в ФСI, НАДФ H_2 и интермедиатов цикла Кальвина-Бенсона. Для учета процессов, имеющих место на начальных стадиях индукции, использованы уравнения из работы [5], полученные без применения теоремы Тихонова "о малом параметре". Предложенная в [3] формула устанавливает связь между концентрацией возбуждённых пигментов светособирающего комплекса (ССК) ФСII (обозначенных π_2^*) и концентрацией восстановленных первичных акцепторов ФСII (обозначенных Q^-). Эта формула следует из системы дифференциальных уравнений [5] обсуждаемой модели и получена при некоторых приближениях: скорости изменения концентраций π_2^* , а также возбуждённых ($\tilde{\pi}_2^*$) и окисленных ($\tilde{\pi}_2^+$) пигментов реакционных центров ФСII равны нулю, а концентрации возбуждённых и окисленных пигментов (π_2^* , $\tilde{\pi}_2^*$ и $\tilde{\pi}_2^+$) малы по сравнению с концентрациями пигментов, находящихся в основном состоянии

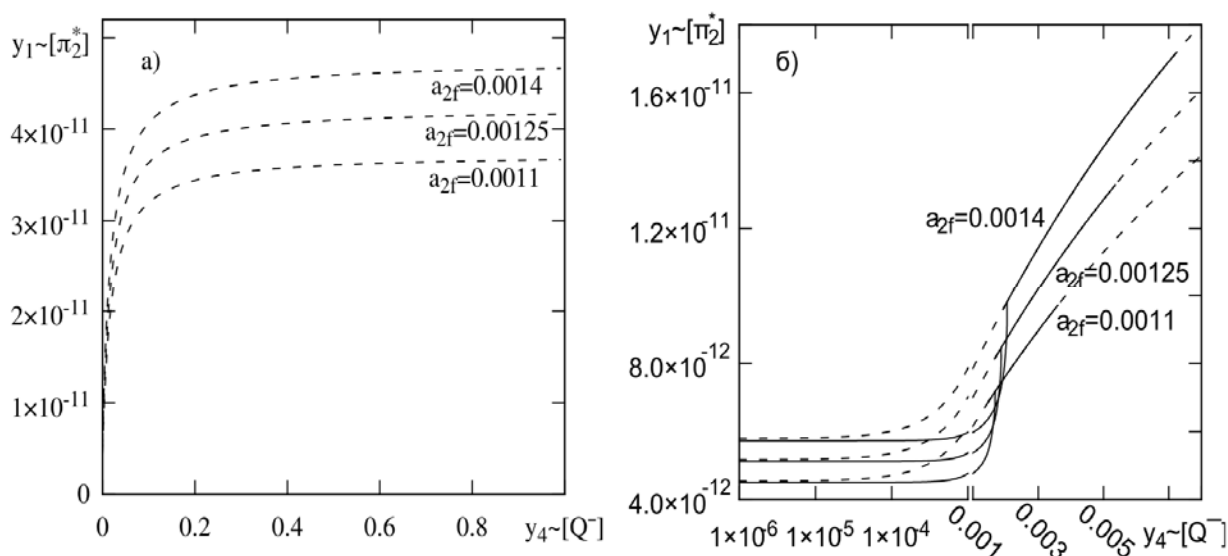


Рис. 1. а) Зависимости $[\pi_2^*]$ от $[Q^-]$, полученные по формуле из работы [3] при разных значениях a_{2f} . б) Зависимости $[\pi_2^*]$ от $[Q^-]$, полученные по приближенной формуле из работы [3] (пунктирные линии); зависимости, полученными путём интегрирования системы дифференциальных уравнений из работы [5] (непрерывные линии) при соответствующих параметрах. Численное интегрирование выполнено при начальных условиях, соответствующих длительной темновой адаптации. Ось абсцисс на графике б логарифмическая до 0.001 и линейная – после. Переменные y_1 и y_4 системы уравнений [5] модели [4] пропорциональны концентрациям $[\pi_2^*]$ и $[Q^-]$.

(π_2 и $\tilde{\pi}_2$). На рис. 1а показаны графики зависимости концентрации π_2^* от концентрации Q^- , вычисленные по полученной формуле при параметрах, приблизительно соответствующих константам скоростей стадий фотосинтеза, и разных значениях параметра a_{2f} , определяющего интенсивность света, поглощаемого пигментами ССК ФСII. Существенно, что полученные зависимости нельзя считать линейными во всём диапазоне возможных концентраций Q^- . На рис. 3б те же зависимости приведены вместе с соответствующими зависимостями, полученными путём численного интегрирования системы дифференциальных уравнений модели при тех же параметрах. На графиках существуют области значений величины Q^- , в которых видно хорошее соответствие между зависимостями, полученными двумя способами. Расхождение между зависимостями существует в области, соответствующей ранним стадиям индукции фотосинтеза.

Выполненные численные эксперименты позволяют заключить, что при параметрах модели, соответствующих константам скоростей *in vivo*, полученные результаты справедливы на некоторых стадиях индукции, вызванной включением света постоянной интенсивности после длительной темновой адаптации. Эти стадии отстоят от момента изменения режима освещения на время более 1–10 мс.

Литература

1. *Schreiber U.* In: Papageorgiou G.C., Govindjee (eds): Chlorophyll *a* fluorescence. A Signature of Photosynthesis. Dordrecht: Springer, 2004. 279–319.
2. *Genty B., Briantais J.M., Baker N.R.* Biochimica et biophysica acta. 1989. 990(1). 87–92.
3. *Киржанов Д.В.* Теоретическое исследование взаимосвязи флуоресценции фотосистемы II и состояния цепи электронного транспорта. Дисс... канд. физ.–мат. наук/ МГУ им. М. В. Ломоносова. – М., 2009.
4. *Караваев В.А., Кукушкин А.К.* Биофизика. 1993. 38(6). 958–975.
5. *Киржанов Д.В., Кукушкин А.К.* Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2009(6). 65–69.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели
профессор В.Ф.Бутузов, профессор В.Ч.Жуковский,
профессор Б.И.Садовников

НОВЫЙ МЕТОД УСКОРЕНИЯ СХОДИМОСТИ РЯДОВ
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

Профессор Николаев П.Н.

Одной из главных проблем термодинамической теории возмущений является медленная сходимость рядов [1,2]. В наибольшей мере это относится к низким температурам, а также к большим плотностям [3]. Для ее решения используется целый ряд подходов, которые до настоящего времени не позволили разрешить эту проблему удовлетворительным образом [4]. Наиболее плодотворными методами, используемыми в различных областях физики для решения проблем, связанных со сходимостью рядов, являются методы ускоренной сходимости [5,6]. В настоящей работе предложен новый метод ускорения сходимости рядов термодинамической теории возмущений, который применим для широкой области изменения термодинамических параметров.

При построении термодинамической теории возмущений введем параметризованный потенциал взаимодействия $\Phi(r, \lambda)$, который должен удовлетворять условиям

$$\Phi(r, 1) = \Phi(r), \quad \Phi(r, 0) = \Phi_0(r).$$

Здесь $\Phi_0(r)$ - потенциал базовой системы, а $\Phi(r)$ - рассматриваемой. В случае пространственно однородной системы свободную энергию можно представить в виде

$$F = F_0 + 2\pi N \rho \int_0^1 \int_0^1 \frac{\partial \Phi(r, \lambda)}{\partial \lambda} F_2(r, \lambda) d\lambda r^2 dr,$$

где F_0 - свободная энергия базовой системы, $F_2(r, \lambda)$ - двухчастичная функция распределения системы, потенциал взаимодействия между частицами которой $\Phi(r, \lambda)$. При линейной параметризации $\Phi(r, \lambda)$ стандартный ряд теории возмущений [7] получается путем разложения двухчастичной функции распределения в ряд по степеням λ . В более сложных случаях выделение разных порядков теории возмущений требует дополнительных гипотез.

Для вычисления двухчастичной функции $F_2(r, \lambda)$ используют интегральные уравнения, поскольку расчет из первых принципов, например, в виде ряда по степеням плотности, ограничен несколькими первыми членами, чего явно недостаточно для построения количественной теории уравнений состояния. В рамках цепочки уравнений ББГКИ основным приближением является суперпозиционное. Обобщение данного приближения на случай параметризованных функций очевидно:

$$F_3(q_1, q_2, q_3, \lambda) = F_2(q_1, q_2, \lambda) F_2(q_1, q_3, \lambda) F_2(q_2, q_3, \lambda).$$

Данное приближение, дополненное интерполяционными схемами, дает интегральное уравнение, решение которого позволяет найти функцию распределения с хорошей степенью точности.

Что касается приближения Перкуса-Йевики, для функций с параметризацией майеровского типа оно может быть представлено в виде

$$c(q_1, q_2, \lambda) = F_2(q_1, q_2, \lambda) - \mu(q_1, q_2, \lambda).$$

Здесь $\mu(q_1, q_2, \lambda) = F_2(q_1, q_2, \lambda) \exp(\Phi(q_1, q_2, \lambda)/\theta)$. Отсюда непосредственно видно, что при $\lambda = 1$ имеем обычное приближение Перкуса-Йевики для рассматриваемой системы

$$c(q_1, q_2) = F_2(q_1, q_2) - F_2(q_1, q_2) \exp(\Phi(|q_1 - q_2|)/\theta),$$

а если $\lambda = 0$ - то же приближение для базовой системы с потенциалом взаимодействия $\Phi_0(r)$.

Замкнутые уравнения для параметризованных двухчастичных функций распределения должны быть дополнены требованием, чтобы соотношения

$$p = \theta \rho - \frac{2\pi\rho^2}{3} \int_0^\infty \Phi'(r) F_2(r) r^3 dr,$$

и

$$\theta \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_\theta = 1 + 4\pi\rho \int_0^\infty (F_2(r) - 1) r^2 dr.$$

давали одно и то же выражение для давления. В свою очередь это выражение должно быть совместимо с выражением для внутренней энергии

$$U = \frac{3}{2} N \theta + 2\pi N \rho \int_0^\infty \Phi(r) F_2(r) r^2 dr,$$

и должно удовлетворять соотношению

$$\theta \left(\frac{\partial p}{\partial \theta} \right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_\theta + p.$$

Вместе с тем видно, что существенную роль при построении термодинамической теории возмущений играет поведение функции $\mu(r, \lambda)$ при малых r (для системы твердых сфер это $0 < r < \sigma$). Выполнение соотношений, обеспечивающих термодинамическую совместимость уравнений состояния, не гарантирует корректного поведения функции μ в этой области. Здесь необходима дополнительная коррекция двухчастичной функции распределения. В качестве регуляризирующих факторов можно использовать точно известные коэффициенты в разложении функции μ в данной области и ряд точных соотношений, известных для двухчастичной функции распределения.

Таким образом, вопрос об ускорении сходимости рядов теории возмущений сводится к построению термодинамически согласованного выражения для двухчастичной функции распределения. Это включает целый ряд факторов. Роль каждого соотношения, определяющего термодинамическую совместимость, различна. Так соотношение, содержащее внутреннюю энергию системы и давление, существенно для реальных систем при исследовании области фазовой диаграммы, где важную роль играют как отталкивающая, так и притягивающая части потенциала взаимодействия. В то же время совместимость выражений сжимаемости и давления носит нетривиальный

характер даже при наличии только отталкивающих сил. Эти же соотношения определяются в основном поведением двухчастичной функции распределения на средних и больших расстояниях.

Термодинамическая теория возмущений, построенная на основе использования параметризованной двухчастичной функции распределения, дает термодинамически совместимые уравнения состояния. Дополнительное требование, чтобы эта функция приводила к термодинамической совместимости уравнений, существенно увеличивает скорость сходимости рядов теории возмущений, особенно в области низких температур. Наряду с этим необходимо учитывать характер поведения двухчастичной функции распределения на малых расстояниях. Регуляризирующими факторами здесь могут выступать известные точные асимптотические выражения. В результате получаем максимально полное термодинамическое согласование уравнений состояния и более быструю сходимость рядов теории возмущений.

Литература

1. Zwanzig R. W.// J. Chem. Phys. 1954. **22**. P. 1420
2. Barker J.A., Henderson D.// Rev. Mod. Phys. 1976. **48**. P. 587
3. Zhou S.// Phys. Rev. E 2008. **77**. 041110
4. Зеленер Б.В., Норман Г.В., Филинов В.С. Теория возмущений и псевдопотенциал в статистической термодинамике. М.: Наука. 1981
5. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А., Самойленко А.М. Метод ускоренной сходимости в нелинейной механике. Киев: Наукова думка. 1969
6. Николаев П.Н.// Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2005. №4. С. 22.
6. Barrat J.L., Yansen J.P. Basic concept for simple and complex fluids. Cambridge U.Press. N.-Y., 2003

О ГРАВИТАЦИОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ p-БРАН

Профессор *Гальцов Д.В.*, аспирант *Замани-Могаттам С.*,
ассистент *Мелкумова Е.Ю.*

Рассматривается гравитационное взаимодействие 3-браны с 0-браной (точечной частицей), движущейся в пятимерном балке с точностью до второго порядка по гравитационной константе связи. Частица, падающая на брану из балка, вызывает возмущение браны в виде сферической волны, сходящейся из бесконечности в точку при пересечении браны, и вновь расходящейся при удалении частицы. Во втором порядке возникает гравитационное излучение, которое может служить для обнаружения дополнительных измерений. Найдено спектрально-угловое распределение излучения.

В последние годы p-браны (протяженные p-мерные объекты в пространстве-времени) стали широко применяться в космологических моделях. Представление о таких объектах возникло в теории струн, где они по-

являются как граничные гиперповерхности, на которых задаются смешанные граничные условия Неймана-Дирихле для открытых струн. Браны имеют как квантовое описание в теории струн, так и классическое описание в супергравитации. При этом векторные поля сосредоточены на бране, а гравитационное поле существует в полном многомерном пространстве-времени, называемом для краткости балком. В космологических моделях рассматривается 3-брана, мировой объем которой ассоциируется с физическим пространством временем, а дополнительные измерения либо компактны, либо бесконечны, но искривлены. Среди таких моделей наиболее популярными являются 5-мерные модели Рэндалл-Сундрума [1,2] с двумя бранами (RS1) или одной (RS2). Здесь будет показано, что взаимодействие бран приводит к гравитационному излучению, которое может служить признаком существования дополнительных измерений.

Рассмотрим 3-брану в 5-мерном пространстве-времени $X^\mu = X^\mu(\sigma_a)$, $\mu = 0, 1, 2, 3, 4$; $a=0, 1, 2, 3$; гравитационно взаимодействующую с точечной частицей, движущейся вдоль мировой линии $x^\mu = x^\mu(\tau)$ в балке. Действие системы может быть записано в форме Полякова с метрикой, индуцированной на мировом объеме браны $\gamma_{ab}(\sigma)$ и лагранжевым множителем $e(\tau)$ на мировой линии частицы:

$$S = -\frac{1}{2} \int \left(e g_{\mu\nu} \dot{x}^\mu \dot{x}^\nu + \frac{m^2}{e} \right) d\tau + -\frac{\mu}{2} \int (X_a^\mu X_b^\nu g_{\mu\nu} \gamma^{ab} - 2) \sqrt{-\gamma} d^4 \sigma - \frac{1}{\kappa^2} \int R \sqrt{-g} d^5 x, \quad (1)$$

где $\kappa^2 = 16\pi G_5$, m – масса частицы, μ – натяжение браны и $X_a^\mu \equiv \partial_a X^\mu$. Сигнатура метрики – (+, -, -, -, -).

Задача решается методом итераций на плоском фоне метрики Минковского разложением по κ^2 : $X^\mu = X^{0\mu} + X^{1\mu} + \dots$, $x^\mu = x^{0\mu} + x^{1\mu} + \dots$, $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}^1 + h_{\mu\nu}^2 + \dots$. Поле первого порядка определяется током нулевого приближения, в котором объекты движутся свободно и, поэтому не является радиационным. Излучение появляется во втором приближении по полю, которое является решением 5-мерного уравнения Эйнштейна

$$\square \psi_{\mu\nu}^2 = T_{\mu\nu}^{total}, \quad T_{\mu\nu}^{total} = \kappa^2 \left(T_{\mu\nu}^P + T_{\mu\nu}^B \right) + S_{\mu\nu}, \quad (2)$$

где $\square = -\eta^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu$, $\psi^{\mu\nu} = h^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} h$, с калибровкой Лоренца $\partial_\nu \psi^{\mu\nu} = 0$.

Правая часть уравнения состоит из ТЭИ первого порядка частицы $T_{\mu\nu}^P$ и браны $T_{\mu\nu}^B$, а также ТЭИ гравитационного поля $S_{\mu\nu}$, квадратичному по отклонению метрики от плоской:

$$S_{\mu\nu} = \partial^\beta h_\mu^\alpha (\partial_\alpha h_{\nu\beta} - \partial_\beta h_{\nu\alpha}) - \frac{1}{2} \partial_\mu h^{\alpha\beta} \partial_\nu h_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} h_{\mu\nu} \partial_\alpha \partial^\alpha h + \\ + h^{\alpha\beta} (\partial_\nu \partial_\beta h_{\mu\alpha} + \partial_\mu \partial_\beta h_{\nu\alpha} - \partial_\mu \partial_\nu h_{\alpha\beta} - \partial_\alpha \partial_\beta h_{\mu\nu}) +$$

$$+ \frac{1}{2} \eta_{\mu\nu} (2h_{\alpha\beta} \partial^\lambda \partial_\lambda h_{\alpha\beta} - \partial_\lambda h_{\alpha\beta} \partial_\beta h^{\alpha\lambda} + \frac{3}{2} \partial_\lambda h_{\alpha\beta} \partial^\lambda h^{\alpha\beta}). \quad (3)$$

Гравитационное поле браны первого порядка имеет вид:

$${}_B h_{\mu\nu} = \frac{\kappa^2}{6} \mu |z| \text{diag}(-1, 1, 1, 4). \quad (4)$$

Оно отличается калибровкой от метрики Рэндал-Сундрума [1]: $ds^2 = e^{-2k|z|} \eta_{ij} dx^i dx^j - d\bar{z}^2$, где $\eta_{ij} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$, $(i, j=0, 1, 2, 3)$ – плоская метрика на бране, $k = \frac{1}{l}$, l – радиус кривизны балка, которое в линеаризованном приближении $k|\bar{z}| \ll 1$ имеет вид $ds^2 = (1 - 2k|\bar{z}|) \eta_{ij} dx^i dx^j - d\bar{z}^2$. Наше решение получено в гармонической калибровке, которая в данном случае сводится к $\partial_z \psi^{zz} = 0$. Соответствующее преобразование координат имеет вид

$$\bar{z} = z + 2kz^2 \text{sign}(z), \quad k = \frac{\mu\kappa^2}{12}.$$

Гравитационное поле частицы в первом порядке имеет вид:

$${}_P h_{\mu\nu} = -\frac{\kappa^2 m}{(2\pi)^2} \frac{3u_\mu u_\nu - \eta_{\mu\nu}}{3(r^2 + \gamma^2(z - vt)^2)}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}, \quad u_M = \gamma[1, 0, 0, v], \quad (5)$$

Оно вызывает деформацию браны $X^\mu = \delta_z^\mu Z(r, t)$, описываемую уравнением Даламбера с 3-мерным оператором Лапласа:

$$(\partial_t^2 - \Delta_{(3)})Z(r, t) = -\frac{\gamma^2 \kappa^2 m}{(2\pi)^2} \left(\gamma^2 v^2 + \frac{1}{3} \right) \frac{vt}{(\gamma^2 v^2 t^2 + r^2)^2}. \quad (6)$$

Решение имеет вид

$$Z(r, t) = -\frac{\kappa^2 m}{16\pi\gamma^2} \left(\gamma^2 v^2 + \frac{1}{3} \right) \frac{1}{r} \left(\arctan \left(\frac{2\gamma v t r}{\gamma^2 v^2 t^2 - r^2} \right) \right), \quad (7)$$

оно нечетно по времени, регулярно в точке $r = 0$ при всех t , регулярно в момент $t = 0$, при всех $r \neq 0$ и имеет характер сферической волны, схлопывающейся при приближении частицы к бране и затем расширяющейся до бесконечности при удалении частицы.

Во втором порядке теории возмущений возникает гравитационное излучение. Расчет приводит к следующему выражению для спектрально-углового распределения излучения:

$$\frac{dP}{d\Omega d\omega} = \frac{\kappa^6 m^2 \mu^2}{96\pi^3} \frac{1}{\omega} f(v, \phi), \quad (8)$$

где $d\Omega = 2\pi \sin \theta \cos^2 \phi d\phi d\theta$ и угловая функция

$$f(v, \psi) = \frac{v^2 \cos^4 \phi}{3\gamma^2 (1 - v \sin \phi)^4} \left[\frac{3\gamma^2 v^2 (v^2 \sin^2 \phi - v \sin \phi - 1)}{(1 + v \sin \phi)} - \frac{(v^2 \sin^2 \phi - 3v \sin \phi + 3)}{(1 - v \sin \phi)} \right]^2.$$

При $v \rightarrow 0$, $f(v, \phi) \rightarrow v^4 \cos^4 \phi$; при $v \rightarrow 1$, $f(v, \phi) \rightarrow \infty$ для $\phi = \frac{\pi}{2}$.

После интегрирования по углам, получим спектральное распределение в предельных случаях больших и малых скоростей частицы:

$$\left\{ \frac{dP}{d\omega} \right\}_{v \rightarrow \infty} = \frac{\kappa^6 m^2 \mu^2 7\sqrt{2}}{3072\pi^2 (1-v)^{\frac{3}{2}}} \frac{1}{\omega}, \quad \left\{ \frac{dP}{d\omega} \right\}_{v \rightarrow 0} = \kappa^6 m^2 \mu^2 \frac{5}{1536\pi^2} v^2 \frac{1}{\omega}. \quad (9)$$

Логарифмическая расходимость по частоте характерна для тормозного излучения, для ее устранения необходимо учесть конечность, либо кривизну балка. Излучение быстро растет в ультрарелятивистском случае. Таким образом, невидимая материя в балке может вызывать «немотивированное» гравитационное излучение на бране.

Литература

1. L. Randall and R. Sundrum, Phys.Rev.Lett. v. 83, pp. 3370-3373 , 4690-4693 (1999).
2. В.А.Рубаков, УФН, т. 171, с. 913 (2001).

ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧЁРНЫЕ КОЛЬЦА С ДВУМЯ ПАРАМЕТРАМИ ВРАЩЕНИЯ

Профессор *Гальцов Д. В.*, аспирант *Щерблюк Н.Г.*

Мы получили [1] новое пятимерное несуперсимметричное решение, относящееся к классу чёрных дыр с тороидальным горизонтом событий (чёрные кольца [2]). Данное чёрное кольцо обладает двумя угловыми моментами и тремя электрическими зарядами относительно трёх абелевых полей. Оно является точным решением полевых уравнений бозонного сектора пятимерной $U(1)^3$ супергравитации (или, эквивалентно, супергравитации с тремя абелевыми полями, 5D $U(1)^3$ СУГРА).

5D $U(1)^3$ СУГРА - частный случай более общей пятимерной Эйнштейн-Максвелл супергравитации с произвольным числом векторных супермультиплетов, и может быть получена из одиннадцатимерной супергравитации компактификацией на шестимерный тор. В предыдущих работах [3,4] мы показали, что эта модель допускает формулировку в виде трёхмерной нелинейной гравитирующей сигма-модели с группой изометрий $SO(4,4)$. Эта переформулировка теории достигается с помощью калуце-клейновской размерной редукции пятимерного лагранжиана 5D $U(1)^3$ СУГРЫ из $D=5$ в $D=3$, предполагая, что исходное пятимерное пространство-время допускает существование двух коммутирующих векторов Киллинга (один из которых времениподобный). В результате редукции и последующей процедуры дуализации полей материи, полевые переменные пятимерной теории, метрика и три 1-формы, заменяются на трёхмерные метрику и 1-формы, а

также 16 трёхмерных скалярных полей, удовлетворяющих выводимым из действия 3D сигма-модели уравнениям.

Оказалось, что пространство-мишень (target space), образованное скалярными полями сигма-модели, является симметрическим (с группой симметрий $SO(4,4)$) римановым многообразием и изоморфно факторпространству (косету) $SO(2,2) \times SO(2,2) \backslash SO(4,4)$. Построив матричное представление этого косета, мы разработали технику генерации решений типа чёрных дыр, с заданной топологией горизонта событий. Построение новых решений из уже известных (затравочных) основано на применении к матрице косета таких изометрий из группы $SO(4,4)$, которые сохраняют асимптотическое поведение затравочного решения. В этом случае параметр преобразования будет связан с новой физической характеристикой сгенерированного решения, например, угловым моментом, либо электрическим или дипольным зарядом относительно векторных полей в теории.

Техника генерации позволила нам из нейтрального (вакуумного) чёрного кольца с двумя угловыми моментами (решение Померанского-Сенькова) построить трёхзарядовое чёрное кольцо, вращающееся вдоль циклических (от них решение не зависит) угловых координат ψ и ϕ . Здесь угловая переменная ψ параметризует кольцо S^1 , а ϕ — одна из угловых координат на двумерной сфере S^2 , так что горизонтом событий пятимерного кольца является тор $S^1 \times S^2$. Характерной особенностью нового решения оказалось наличие особой патологии — конической сингулярности, называемой струной Дирака-Мизнера по аналогии с конфигурациями типа монополя Дирака. Эта сингулярность возникает, если в фиксированных точках, через которые проходят оси вращения, орбиты векторов $\partial/\partial\phi$ и $\partial/\partial\psi$ не замкнуты. Геометрически это означает, что оси вращения не зафиксированы (в нашем случае одна ось проходит через центр кольца и перпендикулярна плоскости, где лежит кольцо, а вторая ось проходит через 2-сферу), и поэтому решение не устойчиво.

Устранять эту патологию можно по-разному. Во-первых, действуя по аналогии с монополем Дирака, окрестность сингулярной точки покрывают выбранными определённым образом координатными картами, в области перекрытия которых накладываются условия периодичности на временную координату. Однако это приводит к появлению замкнутых времениподобных линий даже за горизонтом событий. Второй, более очевидный способ — это наложение условий на параметры решения, отвечающие за электрические заряды. Оказывается, что простое «выключение» двух из трёх зарядовых параметров приводит к чёрному кольцу, свободному от сингулярностей.

Такая однозарядовая дважды вращающаяся конфигурация без патологий является решением пятимерной супергравитации с одним векторным полем. В свою очередь, эта СУГРА может быть получена из действия вакуумной шестимерной теории Эйнштейна-Гильберта спуском на одно измерение по методу Калуцы-Клейна. Поэтому пятимерному несингулярному

заряженному решению можно придать интерпретацию нейтрального решения шестимерных вакуумных гравитационных уравнений.

Литература

1. D.V. Gal'tsov and N.G. Scherbluk, "Three-charge doubly rotating black ring", Phys. Rev. D **81**, 044028 (2010) [arXiv:0912.2771].
2. R. Emparan and H.S. Reall, "Black rings", Class. Quant. Grav. **23**, R169 (2006) [arXiv:hep-th/0608012].
3. D.V. Gal'tsov and N.G. Scherbluk, "Generating technique for $U(1)^3$ 5D supergravity", Phys. Rev. D **78**, 064033 (2008) [arXiv:0805.3924].
4. D.V. Gal'tsov and N.G. Scherbluk, "Improved generating technique for 5D supergravities and squashed Kaluza-Klein Black Holes", Phys. Rev. D **79**, 064020 (2009) [arXiv:0812.2336].

ИЗЛУЧЕНИЕ В НЕЧЕТНЫХ РАЗМЕРНОСТЯХ

Докторант *Спирин П.А.*

Излучение безмассовых полей точечными массивными зарядами в пространстве-времени четной размерности изучено достаточно хорошо по причине того, что известен соответствующий потенциал Льюэна-Вихерта, вследствие чего вычисление напряженностей, тензора энергии-импульса и выделение волновой зоны в каждом частном случае четной размерности не представляет технической и теоретической сложности. В случае нечетной размерности пространства-времени функция Грина не локализована на световом конусе, и потенциал представляет собой интеграл по предыстории, поэтому полное поле может распространяться с любой скоростью, а к определению излучения как такового нет единого подхода. Более того, высказывалась точка зрения, что потенциал Льюэна-Вихерта векторного поля вообще является калибровочным эффектом, и излучение отсутствует. Предлагается вывод общих закономерностей, связанных с излучением в произвольной размерности, в т.ч. при нечетной.

Динамика движения заряда в пространстве-времени нечетной размерности имеет сходства с динамикой частицы в искривленном пространстве, поскольку в уравнение движения входят интегральные слагаемые, соответствующие истории частицы. Такая система с памятью моделирует некоторые процессы и в четырехмерном пространстве. Качественно происхождение эффекта памяти описывает вид функций Грина. Функции Грина уравнения д'Аламбера в пространстве Минковского произвольной размерности могут быть выведены из функции Грина двумерного пространства, имеющей наиболее простой вид: показано, что выполнены рекуррентные соотношения

$$G_{\text{ret}}(X) = \frac{\theta(X^0)}{2} \left(\frac{1}{\pi} \frac{d}{dX^2} \right)^{(D-2)/2} \theta(X^2) \quad (1)$$

На основе свойств скалярного и электромагнитного полей в четных измерениях может быть выведен препотенциал, являющийся локальной функцией запаздывающих координат. Показана принципиальная возможность выделения излучаемой части поля в тензоре энергии-импульса электромагнитного поля в нечетномерном пространстве Минковского, исходя из свойств функций Грина и структуры излучаемой части тензора энергии-импульса и препотенциалов в плоском пространстве четной размерности:

$$T_{\text{emit}}^{\mu\nu} = V^2 c^\mu c^\nu = \frac{I^2 c^\mu c^\nu}{\rho^{D-2}} \quad (2)$$

где $\rho = (x - z_{\text{ret}}) \cdot \dot{z}_{\text{ret}}$ - инвариантное расстояние, $c^\mu = (x^\mu - z_{\text{ret}}^\mu) / \rho$ - нормированный изотропный вектор вдоль светового конуса, составленный из суммы единичных времениподобного и пространственноподобного векторов. Препотенциал V , играющий роль амплитуды излучения, является вектором в случае электромагнитного поля и скаляром -- для скалярного. Доказано, что, хотя полное поле может распространяться с различной скоростью, излученная энергия распространяется со скоростью света, при этом амплитуда носит интегральный характер:

$$V^\mu = \frac{e\pi^{1/2}}{\Gamma\left(\frac{D-1}{2}\right)} \frac{1}{(2\rho)^{D/2-1}} \int_0^\infty \frac{\tau_+^{-D/2}}{\Gamma(1-D/2)} \frac{\dot{z}^\mu(\tau_{\text{ret}} - \tau)}{\zeta(\tau_{\text{ret}}, \tau)} d\tau \quad (3)$$

(где $\zeta(\tau_{\text{ret}}, \tau) = \tau^{-1} c \cdot [z_{\text{ret}} - z(\tau)]$) для электромагнитного поля, а для скалярного препотенциал получается формальной заменой $v^\mu \rightarrow 1$.

Полученные формулы могут быть переписаны с использованием разработанной методики операторов дробного дифференцирования, для которых доказаны свойства повторного дифференцирования и определены произвольные степени этих операторов.

С помощью разработанного метода показано, что равномерно движущийся электрон не излучает только в случае, если за всю предысторию он также двигался прямолинейно и равномерно. Рассмотрены модельные случаи движения заряда по заданной траектории в трехмерном пространстве, показана эквивалентность различных способов расчета излучения для движения по окружности, гиперболического движения и других примеров. Доказана стационарность синхротронного излучения и излучения при гиперболическом движении (аналогично четномерному случаю.)

В случае компактифицированных дополнительных измерений можно применить метод вычисления полного излучения (например, для наиболее практически ценной задачи тормозного излучения ультрарелятивистских частиц), основанный на общем виде запаздывающей функции Грина поля целого спина в импульсном представлении.

Литература

- [1] B.P. Kosyakov, "Introduction to the classical theory of particles and fields", Springer, 2007; B.P. Kosyakov, *Theor. Math. Phys.* **199**, 493, (1999);
 [2] D.V. Galtsov, P.A. Spirin, "Radiation reaction in curved even-dimensional spacetime," *Grav. Cosmol.* **13**, 241 (2007).
 [3] C. Teitelboim, *Phys. Rev. D.* **1**, 1572, (1970); C. Teitelboim, D. Villarroel, Ch.G. van Weert, *Riv. Nuovo Cim* **3**, 1, (1980).
 [4] И.М. Гельфанд, Г.Е. Шиллов «Обобщенные функции», том 1, М. 1958.

ЭФФЕКТ КАЗИМИРА В D=3+1 ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ МАКСВЕЛЛА–ЧЕРНА–САЙМОНСА: МЕТОД ДИАДНОЙ ФУНКЦИИ ГРИНА.

Профессор Жуковский В.Ч., аспирант Харланов О.Г.

Наше исследование продолжает изучение возможного нарушения лоренц- и СРТ-инвариантности при низких энергиях в рамках расширенной стандартной модели (РСН) [1]. Наблюдение эффектов, связанных с ним, могло бы пролить свет на физику планковских энергий, которая представляет в настоящее время безусловный интерес.

Мы будем работать в рамках (3+1)-мерной электродинамики Максвелла-Черна-Саймонса [2] с нарушающей лоренц- и СРТ-инвариантность поправкой, описывающей взаимодействие фотона с псевдовекторным конденсатом k_{AF}^μ и имеющей вид топологического слагаемого Черна-Саймонса,

$$S = \int d^4x \left(-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{1}{2} k_{AF}^\mu \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} A^\nu F^{\alpha\beta} \right).$$

Вид этой теории может принимать РСН после спонтанного нарушения электрослабой симметрии. Мы рассматриваем эффект Казимира для случая параллельных идеально проводящих пластин. Ограничиваясь временноподобным случаем $k_{AF}^\mu = (k_{AF}, 0)$, мы показываем, что, несмотря на невозможность симметризовать канонический тензор энергии-импульса $T^{\mu\nu}$ и сделать его калибровочно-инвариантным, натяжение Казимира на единице площади пластины может быть записано в калибровочно-инвариантном виде

$$f = \frac{1}{2} \left\langle H_x^2 + H_y^2 - E_z^2 \right\rangle_0 \Big|_{z=-0}^{z=+0},$$

если выбрать ось z перпендикулярной пластинам, а сами пластины поместить в плоскостях $z = 0, D$. Вакуумное среднее от квадратичных комбинаций полей $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$ можно выразить через диадную функцию Грина

$$\Gamma^{ij}(x, x'; \omega) = i \int dt e^{i\omega t} \langle E^i(x, 0) E^j(x', t) \rangle_0.$$

Оказывается, в рассматриваемом случае $k_{AF}^\mu = (k_{AF}, 0)$ уравнения для последней можно привести к виду, который они принимают в максвелловской электродинамике ($k_{AF} = 0$). В итоге решения для диадной функции Грина с заданными граничными условиями могут быть записаны в виде

$$\Gamma^{ij}(x, x'; \omega) = \delta^3(x - x') \delta_{ij} + B^{ij}(x, x'; \omega) - \frac{\omega^2}{2\bar{\omega}} \sum_{\lambda=\pm 1} \left(K_\lambda \delta_{ij} + \frac{1}{K_\lambda} \partial_i \partial_j + \lambda \varepsilon_{ijk} \partial_k \right) (x, x'; K_\lambda),$$

где $K_\lambda = -\lambda k_{AF} + \bar{\omega}$, $\bar{\omega} = \sqrt{\omega^2 + k_{AF}^2}$, а функция $(x, x'; K_\lambda)$ может быть выбрана произвольно удовлетворяющей скалярному уравнению

$$(\nabla^2 + K_\lambda^2)(x, x'; K_\lambda) = \delta^3(x - x').$$

Функция $B^{ij}(x, x'; \omega)$ по своему первому индексу и переменной x удовлетворяет однородным уравнениям

$$(\nabla^2 + \omega^2 + 2k_{AF} \text{rot})B(x, x'; \omega) = 0, \quad \text{div} B(x, x'; \omega) = 0,$$

а граничные условия на эту функцию неоднородны и содержат значения $(x, x'; K_\lambda)$ и ее производных на границе. Таким образом, задача о нахождении диадной функции Грина $\Gamma^{ij}(x, x'; \omega)$ свелась к решению уравнений на функцию $B^{ij}(x, x'; \omega)$ при заданных граничных условиях.

В случае параллельных пластин удобно перейти к импульсному представлению по координатам x, y вдоль пластин,

$$\Gamma^{ij}(x, x'; \omega) = \int \frac{d^2 k}{(2\pi)^2} e^{ik(x-x')} \Gamma^{ij}(z, z'; \omega, k), \quad k = (k_x, k_y, 0),$$

и в дальнейшем рассматривать случай $k_x = k > 0, k_y = 0$. Общее решение волнового уравнения и условия поперечности, наложенных на $B(z, z'; \omega, k)$ было найдено в [3], поэтому, выбрав фурье-образ функции $(x, x'; K_\lambda)$ для области $0 \leq z, z' \leq D$ в виде

$$(z, z'; K_\lambda, k) = -\frac{\sin \kappa_\lambda z \sin \kappa_\lambda (D - z')}{\kappa_\lambda \sin \kappa_\lambda D}, \quad z = \min\{z, z'\}, \quad z = \max\{z, z'\},$$

где $\kappa_\lambda = \sqrt{K_\lambda^2 - k^2}$, мы находим $B(z, z'; \omega, k)$ и приходим в итоге к явному выражению для искомой функции $\Gamma^{ij}(z, z'; \omega, k)$. Аналогично строится решение для внешней области $z, z' \leq 0$. Подставив, наконец, полученные решения в формулу для натяжения Казимира f и считая константу k_{AF} малой, мы получаем поправки к зависимости силы Казимира от расстояния D между пластинами

$$f = -\frac{\pi^2}{240D^4} \left(1 + \frac{25}{3\pi^2} (k_{AF} D)^2 - \frac{75}{2\pi^4} (k_{AF} D)^4 \ln(k_{AF}^2 D^2) + O((k_{AF} D)^4) \right),$$

применимое в области $D \ll 1/|k_{AF}|$. Мы восстановили выражение, полученное нами ранее другими методами [3], а также уточнили его на непертурбативную логарифмическую поправку. Сравнение полученных поправок с экспериментом [4] дает нам ограничения на величину нарушения лоренц-инвариантности:

$$|k_{AF}| \leq 1,5 \times 10^{-2} \text{ эВ}.$$

Необходимо отметить, что мы использовали последовательный метод функции Грина для нахождения силы Казимира в электродинамике Максвелла-Черна-Саймонса, исправив подход, использованный в [5] и неоправданно основанный на скалярной аналогии.

Развитый нами метод построения функции Грина удобен и в том отношении, что он без существенных изменений переносится на случай проводящей сферы. Диадная функция Грина для этого случая уже найдена нами, однако выражение для натяжения Казимира на сфере все еще находится в стадии вычисления. Случай сферической геометрии мог бы также иметь космологические приложения, поскольку один из возможных источников появления константы k_{AF} — это вариация аксионного конденсата [6], наличие которого, как и энергия Казимира, может влиять на процесс расширения Вселенной.

Литература

1. Colladay D., Kostelecký V.A. // Phys. Rev. D. 1998. Vol. 58. P. 116002.
2. Milton K.A., Ng Y.J. // Phys. Rev. D. 1990. Vol. 42. P. 2875.
3. Kharlanov O.G., Zhukovsky V.Ch. // Phys. Rev. D. 2010. Vol. 81. P. 025015.
4. Antonini P. et al. // New J. Phys. 2006. Vol. 8. P. 239.
5. Frank M., Turan I. // Phys. Rev. D. 2006. Vol. 74. P. 033016.
6. Andrianov A.A., Soldati R., Sorbo L. // Phys. Rev. D. 1999. Vol. 59. P. 025002.

ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ КИРАЛЬНОГО И ПИОННОГО КОНДЕНСАТОВ В МОДЕЛИ НАМБУ–ЙОНА-ЛАЗИНИО В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Профессор Жуковский В.Ч., профессор Клименко К.Г.,
аспирант Фролов И.Е.

В настоящее время одной из наиболее распространенных эффективных теорий квантовой хромодинамики является модель Намбу–Йона-Лазинио (НЙЛ) [1], которая представляет собой релятивистскую квантовую теорию поля с локальным четырехфермионным взаимодействием. Лагранжианы КХД и модели НЙЛ имеют одну и ту же группу симметрий, поэтому данная модель широко используется для исследования свойств непертурбативного вакуума КХД, в частности, при наличии различных внешних усло-

вий. Основываясь на механизме динамического нарушения киральной симметрии и образования кирального и пионного конденсатов, в ее рамках удастся объяснить многие свойства кварков и легких мезонов.

В то же время, при изучении физических явлений в рамках модели НЙЛ предполагается, как правило, что вакуумные конденсаты являются однородными и изотропными в пространстве. Однако это допущение может быть не вполне оправданным в области средних и больших плотностей материи и константы связи. В частности, в работе [2] показана возможность образования стоячих волн плотности кирального конденсата в плотной кварковой среде. В отличие от возникновения цветовой сверхпроводимости, данный эффект проявляет себя в ведущем порядке по $1/N_c$, что дает основания рассматривать его как главный тип нарушения симметрии в системе.

Вакуумные конфигурации такого типа рассматривались также в работе [3], где использована модель, учитывающая наличие согласованных стоячих волн плотности кирального и пионного конденсатов:

$$\begin{aligned}\langle \bar{\psi}\psi \rangle &= \Delta \cos \mathbf{q}\mathbf{r}, \\ \langle \bar{\psi}i\gamma^5\tau_3\psi \rangle &= \Delta \sin \mathbf{q}\mathbf{r},\end{aligned}\tag{1}$$

где Δ – амплитуда конденсата, $\mathbf{q}$ – фиксированный волновой вектор; при этом в любой точке пространства $\langle \bar{\psi}\psi \rangle^2 + \langle \bar{\psi}i\gamma^5\tau_3\psi \rangle^2 = \Delta^2$. Путем переопределения полей теории такая модель в приближении среднего поля может быть сведена к модели с наличием фонового аксиально-векторного взаимодействия фермионов с действием вида

$$S = \int d^4x \left[\bar{\psi}(i\gamma D + \mu\gamma^0 - m + \gamma^5\tau_3\gamma b)\psi - \frac{m^2}{4G} \right],\tag{2}$$

где $m = -2G\Delta$, G – константа связи, μ – химпотенциал, $b = (0, \mathbf{q}/2)$. Слагаемое с $\bar{\psi}\gamma^5\tau_3\gamma b\psi$ в (2) нарушает лоренц-инвариантность и СРТ-четность теории.

В работе [3] продемонстрирована возможность образования волн плотности конденсатов в области средних плотностей кварковой материи при низких температурах и достаточно больших G . В то же время представляется интересным исследование поведения системы во внешнем магнитном поле, так как в сильном поле происходит эффективная одномеризация движения фермионов; при этом известно, что спонтанное образование волн плотности различных физических величин характерно для одномерных систем (волновое число таких конфигураций определяется импульсом Ферми) [4].

В нашей работе мы рассматриваем фазовые переходы в плотной кварковой среде под влиянием химпотенциала и внешнего магнитного поля в рамках модели НЙЛ в предположении, что кварковый и пионный конден-

саты имеют конфигурацию, заданную выражениями (1). При этом мы считаем, что волновой вектор $\mathbf{q}$ параллелен вектору напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$; выбор такого направления обусловлен соображениями симметрии. Мы учитываем два сорта (u- и d-) и 3 цвета кварков. При наличии магнитного поля действие теории также может быть приведено к виду (2); аномальные добавки при переопределении полей в лагранжиане не возникают.

Для построения эффективного действия и эффективного потенциала теории мы использовали технику Мацубары, взяв за основу систему точных решений уравнения Дирака и энергетический спектр фермионов в магнитном поле с наличием фонового аксиально-векторного взаимодействия. Регуляризация расходящейся (вакуумной) части эффективного потенциала осуществляется методом собственного времени, при этом получению корректного выражения для конечной части эффективного потенциала уделено особое внимание из-за отсутствия симметрии между энергетическими спектрами фермионов и антифермионов на основном уровне $n = 0$ в магнитном поле (при $q \neq 0$).

Для получения фазового портрета системы мы провели численное исследование регуляризованного эффективного потенциала на минимум относительно независимых параметров Δ и q при различных значениях химпотенциала μ и напряженности внешнего магнитного поля H при $T = 0$. В пределе $H \rightarrow 0$ наш результат непрерывно переходит в результат, полученный численными методами в [3]. В то же время в области $H \neq 0$ наблюдается следующая модификация характерной для модели НЙЛ в магнитном поле структуры фаз:

В области массивной фазы (при малых плотностях кварковой материи) происходит плавное нарастание величины q с ростом напряженности магнитного поля H при $\mu \neq 0$, а также с ростом химпотенциала μ при $H \neq 0$ (в последнем случае рост q носит линейный характер). Следовательно, можно говорить о катализе формирования волн плотности конденсатов внешним магнитным полем в этой области.

В переходной области (при средних плотностях кварковой материи) появляется ряд новых массивных фаз, в которых имеет место наличие выраженных волн плотности конденсатов (при всех значениях H). Безмассовые фазы (при больших плотностях кварковой материи) оказываются ограниченными этими новыми массивными фазами.

Массивные фазы с выраженными волнами плотности конденсатов наблюдаются в области больших H даже при константах связи, меньших своего критического значения. Таким образом, мы можем говорить о магнитном катализе образования описанных волн плотности во всей области значений химпотенциала μ . Это явление обязано своим существованием особенностям в спектре фермионов и антифермионов при $n = 0$ и может быть

интерпретировано также как проявление эффекта неустойчивости относительно образования волн плотности конденсатов для одномерных систем.

Литература:

1. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **124**, 246 (1961).
2. D. V. Deryagin, D. Y. Grigoriev, and V. A. Rubakov Int. J. Mod. Phys. A **7**, 659 (1992).
3. E. Nakano and T. Tatsumi, Phys.Rev. **D71**, 114006 (2005).
4. R. E. Peierls, Quantum Theory of Solids, Oxford University Press, London, 1955.

КВАНТОВАНИЕ ЭНЕРГИИ НЕЙТРИНО ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ

Аспирант *Баланцев И.А.*, профессор *Попов Ю.В.* (НИИЯФ МГУ),
профессор *Студеникин А.И.*

Первоначально проблема, исследуемая в этой работе, возникла из рассмотрения электромагнитных свойств нейтрино и смежных вопросов. Нет сомнения, что последние экспериментальные и теоретические исследования флейворных осцилляций в потоках солнечных, атмосферных, реакторных и ускорительных нейтрино дают строгое указание на то, что масса нейтрино не равна нулю. Массивные нейтрино могут иметь нетривиальные электромагнитные свойства [1]. Последний обзор электромагнитных свойств нейтрино можно найти в [2].

Если нейтрино имеет ненулевые электромагнитные свойства и, в частности, ненулевой магнитный момент [3], тогда открываются несколько важных для приложений процессов [4]: радиационный распад нейтрино, распад фотона в пару нейтрино-антинейтрино в плазме, рассеяние на электронах (или ядрах), прецессия спина в магнитном поле. Другое важное явление – резонансное усиление спин-флейворных осцилляций нейтрино в веществе, которое впервые было рассмотрено в [5].

Заметим, что новый механизм электромагнитного излучения нейтрино, движущейся в среде, возникает вследствие ненулевого магнитного момента [6,7,8]. Это явление было названо спиновым светом нейтрино в среде [6]. Хотя спиновый свет первоначально рассматривался в рамках квазиклассического подхода, ясно, что это квантовое явление по своей природе. Квантовая теория этого излучения была разработана с привлечением метода точных решений, который подразумевает использование точных решений модифицированного уравнения Дирака для волновой функции нейтрино в среде.

В работе рассмотрена возможность построения таких точных решений (волновых функций и спектра) в двух практически важных частных случаях: для распространения нейтрино в среде, движущейся поперек потоку

нейтрино с возрастающей скоростью [9,12], и во вращающейся среде. В работе показано, что в обоих этих случаях энергия нейтрино квантуется. Это явление может быть важным для астрофизических приложений, например, в физике нейтронных звезд.

Уравнения, встречающиеся на пути построения этих решений, не интегрируются аналитически точно. Проблема существенно упрощается в пределе очень малой массы нейтрино. В этом частном случае волновая функция находится точно и может быть легко интерпретирована. Случай ненулевой массы нейтрино исследуется приближенно по теории возмущений. Таким способом показано, что состояния энергии нейтрино в поперечно движущейся среде квантованы по аналогичному закону с состояниями электрона в постоянном однородном магнитном поле (возникают уровни Ландау).

В случае реально вращающейся среды [14] эффект удержания нейтрино усиливается. Приближенно вычисленные уровни энергии также аналогичны уровням Ландау для электрона.

Произведенные численные оценки показывают, что нейтрино в нейтронных звездах могут удерживаться на квазиклассических орбитах [14].

Литература

1. Marciano W.J., Sanda A.I. Phys. Lett. B **67**, 1977, 303; Lee B.W., Shrock R.E. Phys. Rev. D, **16**, 1977, 1444; Fujikawa K., Shrock R.E. Phys. Rev. Lett. **45**, 1980, 963.
2. Giunti C., Studenikin A., Phys. Atom. Nucl. **72**, 2009, 2089, hep-ph/0812.3646.
3. Studenikin A., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.), **188**, 2009, 220.
4. Raffelt G. Phys. Rev. Lett., **64**, 1990, 2856; Raffelt G. Stars as Laboratories for Fundamental Physics, Univ. of Chicago Press, Chicago, USA, 1996; Raffelt G., Phys. Rep., **320**, 1999, 319; Half M., Raffelt G., Wiess A. Astrophys. J., **425**, 1994, 222.
5. Lim C., Marciano W. Phys. Rev. D, **37**, 1988, 1368; Akhmedov E. Phys. Lett., **213**, 1988, 64.
6. Lobanov A., Studenikin A. Phys. Lett. B, **564**, 2003, 27; **601**, 2004, 171; Dvornikov M., Grigoriev A., Studenikin A. Int. J. Mod. Phys. D, **14**, 2005, 309.
7. Studenikin A., Ternov A. Phys. Lett. B, **608**, 2005, 107, hep-ph/0410297, hep-ph/0410296; Grigoriev A., Studenikin A., Ternov A. Phys. Lett. B, **622**, 2005, 199, hep-ph/0502231; Grav. & Cosm., **11**, 2005, 132; Phys. Atom. Nucl., **69**, 2006, 1940.
8. Lobanov A. Dokl. Phys., **50**, 2005, 286; Phys. Lett. B, **619**, 2005, 136.
9. Studenikin A. J. Phys. A: Math. Theor., **41**, 2008, 164047.
10. Studenikin A. J. Phys. A: Math. Gen., **39**, 2006, 6769; Grigoriev A., Studenikin A., Ternov A. Phys. Atom. Nucl., **72**, 2009, 718.
11. Mannheim P. Phys. Rev. D, **37**, 1988, 1935; Notzold D., Raffelt G. Nucl. Phys. B, **307**, 1988, 924; Nieves J. Phys. Rev. D, **40**, 1989, 866; Chang L. N., Zia R. K. Phys. Rev. D, **38**, 1988, 1669; Pantaleone J. Phys. Lett. B, **268**, 1991, 227; Pantaleone J. Phys. Rev. D, **46**, 1992, 510; Kiers K., Weiss N. Phys. Rev. D, **56**,

1997, 5776; Kiers K., Tytgat M. Phys. Rev. D, **57**, 1998, 5970; Oraevsky V., Semikoz V., Smorodinsky Ya. Phys. Lett. B, **277**, 1989, 255; Haxton W., Zhang W.-M. Phys. Rev. D, **43**, 1991, 2484; Loeb A. Phys. Rev. Lett., **64**, 1990, 115.

12. Grigoriev A., Savochkin A., Studenikin A. Rus. Phys. J., **50**, 2007, 845.

13. Sokolov A. A., Ternov I.M. Synchrotron radiation, Pergamon Press, Oxford, UK, 1968.

14. Balantsev I., Popov Yu., Studenikin A. IL Nuovo Cimento C, **32**, Issue 5-6, 2009, 53.

СПИНОВЫЙ СВЕТ НЕЙТРИНО ПРИ ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ МАССОВЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Науч. сотр. *Григорьев А.В.* (НИИЯФ МГУ), аспирант *Лохов А.В.*,
профессор *Студеникин А.И.*

Недавно в ряде работ [1] был предложен и описан новый механизм излучения электромагнитных волн нейтрино, возникающий за счет магнитного момента нейтрино при его движении в однородной материальной среде. Данное явление получило название спинового света нейтрино в среде (SL ν). В силу того, что оно напрямую связано с существованием у нейтрино магнитного момента – важной, но плохо изученной характеристикой частицы – его исследование представляется актуальным и перспективным, в особенности в свете возможных астрофизических приложений. Будучи новым, недавно описанным явлением, спиновый свет нейтрино может открыть дополнительные аспекты протекания многих процессов взаимодействия элементарных частиц во внешних условиях. В настоящей работе нами продолжены исследования в данном направлении и рассмотрен более общий случай спинового света нейтрино, возникающего в процессе радиационного распада нейтрино (т.е. перехода между двумя различными массовыми состояниями) в присутствии среды. Таким образом, нами исследуется только определенная мода распада массивного нейтрино, идущая через излучение SL ν . Необходимо отметить, что процесс радиационного распада нейтрино рассматривался ранее и другими авторами [2]. В этих исследованиях было показано, что характер процесса существенно меняется в присутствии среды. Однако при этом при расчете соответствующих фейнмановских диаграмм присутствие среды учитывалось только в электромагнитной вершине, что соответствовало только вкладу в магнитный момент нейтрино. В нашем исследовании мы обсуждаем также вклад среды и в сами состояния нейтрино. В силу того, что явление спинового света в среде основывается на спиновом расщеплении энергетических уровней нейтрино в среде, то такая постановка задачи имеет смысл только если это расщепление порядка масштаба разности масс нейтрино. Данное условие

хорошо выполняется для ряда астрофизических плотных сред, таких, например, как вещество нейтронной звезды.

С использованием развитого в предшествующих работах [1] метода точных решений модифицированных волновых уравнений для частиц в среде нами получены угловое распределение фотонов и выражение для амплитуды процесса для случая распада дираковского нейтрино из состояния с массой m_1 и импульсом p в состояние с массой m_2 в покоящейся однородной среде с произвольной плотностью n . Электромагнитные свойства частицы учитываются в расчетах через постоянный феноменологический параметр μ (магнитный момент). Вычисление вероятности процесса по выражению для амплитуды дает крайне громоздкий результат, что делает весьма затруднительным его дальнейший анализ. Поэтому выражение для вероятности было приведено к нескольким асимптотическим пределам, соответствующим наиболее характерному случаю релятивистского нейтрино ($m_1 \ll p$) и отличающиеся соотношениями между параметром плотности среды $\tilde{n} = \frac{1}{2\sqrt{2}} G_F n$ и массой нейтрино:

$$\Gamma = 4\mu^2 \tilde{n}^3 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{m_1^2 - m_2^2}{\tilde{n}p} + \frac{p}{\tilde{n}} \right), \quad \text{сверхплотная среда: } 1 \ll \frac{p}{m_1} \ll \frac{\tilde{n}}{p}; \quad (1)$$

$$\Gamma = 4\mu^2 \tilde{n}^2 p \left(1 + \frac{\tilde{n}}{p} + \frac{m_1^2 - m_2^2}{\tilde{n}p} + \frac{3}{2} \frac{m_1^2 - m_2^2}{p^2} \right), \quad \text{плотная среда: } \frac{m_1^2}{p^2} \ll \frac{\tilde{n}}{p} \ll 1; \quad (2)$$

$$\Gamma \approx \mu^2 \frac{m_1^6}{p^3}, \quad \text{квази-вакуумный случай: } \frac{\tilde{n}}{p} \ll \frac{m_1}{p} \ll 1, m_1 \gg m_2. \quad (3)$$

Полученные результаты (1) и (2) могут быть непосредственно связаны с исследованным ранее спиновым светом нейтрино, так как в пределе равных масс они сводятся к соответствующим выражениям для этого процесса. Предел (3) не может быть соотнесен со случаем $SL\nu$ и поэтому представляет собой новый результат, характерный для процесса распада нейтрино. Данные выражения могут быть использованы при анализе эволюции нейтрино и других связанных процессов в нейтронных звездах, при взрыве сверхновых и на ранней стадии эволюции Вселенной.

С помощью использованного подхода нами также был проанализирован случай распада низкоэнергетического нейтрино, собственно рассчитывавшийся в [2]. С использованием соотношения $p \ll m_1$ в предположении отсутствия среды из общего выражения для вероятности процесса было найдено:

$$\Gamma \approx \frac{7}{24} \mu^2 m_1^3 \sim m_1^5. \quad (4)$$

Таким образом, нами получена та же самая зависимость вероятности от массы распадающегося нейтрино, что и в упомянутых выше классических работах. Этот результат указывает на корректность вычислений и оправдывает использование метода точных решений модифицированного уравнения Дирака.

Литература

1. Lobanov and A. Studenikin, Phys.Lett.B 564, 27 (2003), A. Lobanov and A. Studenikin, Phys.Lett.B601, 171 (2004), A. Studenikin, A. Ternov, Phys.Lett.B 608, 107 (2005), A. Grigorev, A. Studenikin, A. Ternov, Phys.Lett.B 622, 199 (2005), A. Lobanov Phys.Lett.B 619, 136 (2005), A. Studenikin, J. Phys. A: Math. Gen. 39, 6769 (2006); A. Studenikin, J. Phys. A: Math. Theor. 41, 164047 (2008);
2. С. Петков, ЯФ 25, 340 (1977), Г.Т. Зацепин, А.Ю. Смирнов, ЯФ 28, 1569 (1978), ЯФ 28, 1569 (1978), P.B. Pal and L. Wolfenstein, Phys.Rev.D 25, 766 (1982), J.C. D'Olivo, J.F. Nieves, and P.B. Pal, Phys.Rev.Lett. 64, 1088 (1990), C. Giutni, C.W. Kim and W.P. Lam, Phys.Rev.D 43, 164 (1990), A. Ternov, P. Eminov, J.Phys.G: Nucl.Part.Phys. 29, 357 (2005).

ЭФФЕКТИВНОЕ ДЕЙСТВИЕ КЭД В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С УЧЕТОМ ВОЗМОЖНОГО НАРУШЕНИЯ ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТИ УРАВНЕНИЯ ДИРАКА

Аспирант Бубнов А.Ф., профессор Жуковский В.Ч.

Наличие Лоренц - и СРТ -симметрий является одним из фундаментальных выводов из стандартной модели элементарных частиц. В то же время, в ряде теорий имеются указания на то, что Лоренц - и СРТ - симметрии лишь приближенные и могут нарушаться в локальных теориях поля посредством механизма спонтанного нарушения симметрии [1]. Проверке этих фундаментальных законов физики посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ [1], [2], [3].

Для описания этого нарушения рассматривают эффективные теории - различные расширения стандартной модели. Работа [4], является первой, в которой был вычислен линейный по феноменологическому параметру вклад в эффективное действие квантовой электродинамики в расширенной стандартной модели – член Черна - Саймонса. Результаты последующих работ [5-8] получены для случая постоянного внешнего электромагнитного поля.

Цель данной работы состоит в вычислении дополнительного вклада в действие КЭД за счет слагаемых, обусловленных наличием ненулевой феноменологической константы b^{μ} в уравнении Дирака, нарушающем Лоренц и СРТ инвариантность лагранжиана теории для случая, когда внешнее поле представляет собой электромагнитную волну.

Рассматривается однопетлевое приближение в фермионном секторе теории с точным учетом внешнего электромагнитного поля, для следующего лагранжиана расширенной стандартной модели:

$$L(\bar{\psi}, \psi, A, b) = \bar{\psi}(i\partial - A + b\gamma_5 - m)\psi \quad (1)$$

Расчет проделан для случая электромагнитной волны $F_{\mu\nu}$ в низкочастотной области, с линейной по константе b^μ точностью. Электромагнитная волна задана следующим тензором электромагнитного поля $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$:

$$F_{\mu\nu} \equiv f_{\mu\nu} F(n_\alpha x^\alpha), \text{ где } f_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -H_z & H_y \\ -E_y & H_z & 0 & -H_x \\ -E_z & -H_y & H_x & 0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

- постоянный тензор, $F(n_\alpha x^\alpha)$ - произвольная функция своего аргумента, $n_\alpha = (n_0, n_1, n_2, n_3)$ - четырехмерный направляющий вектор электромагнитной волны $F_{\mu\nu}$, $b_\mu = (b_0, b_1, b_2, b_3)$ - постоянный четырехмерный вектор.

Постоянный тензор $f_{\mu\nu}$ и дуальный к нему $f_{\mu\nu}^*$ подчиняются условиям:

$$n_\mu n^\mu = 0, \quad n^\mu f_{\mu\nu} = 0, \quad n^\mu f_{\mu\nu}^* = 0; \quad (3)$$

$$f_{\mu\lambda} f^{*\lambda\nu} = 0, \quad f_{\mu\lambda} f^{\lambda\nu} = f_{\mu\lambda}^* f^{*\lambda\nu} = -n_\mu n^\nu$$

В представлении собственного времени, эффективное действие может быть записано в следующем виде:

$$i\Gamma_{\text{eff}} = -\frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{dz}{z} \text{Tr} e^{-zH} = -\frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{dz}{z} \text{Tr} \exp \left\{ z \Pi_\mu \Pi^\mu + 2iz\gamma^5 \sigma^{\mu\nu} b_\mu \Pi_\nu - \frac{z}{2} \sigma^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - zb_\mu b^\mu - zmt^2 \right\}, \quad (4)$$

где $\Pi_\mu = i\partial_\mu - A_\mu$.

В работе получено выражение для вклада в эффективное действие в линейном по b^μ приближении, при этом слагаемое нулевого порядка по b^μ обращается в нуль, в соответствии с [9], ввиду того, что инварианты поля $F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$, $F_{\mu\nu} F^{*\mu\nu}$ в электромагнитной волне равны нулю.

Литература

1. Kostelecky V. A., Samuel S. // Phys. Rev. D D39, 683, 1989.
2. Bluhm R., Kostelecky V. A., Russell N. // Phys. Rev. Lett. (79) 1997, p. 1432-1435.
3. Bluhm R. // hep-ph/0011272.
4. Jackiw R., Kostelecky V. A. // Phys. Rev. Lett. 82, 3572 (1999).
5. Chaichian M., Chen W. F., Gonzales Felipe R. // Phys. Lett. B503 (2001), p. 215-222.
6. Hott M. B., Tomazelli J. L. // hep-th/9912251.
7. Sitenko Y. A., Rulik K. Y. // Eur. Phys. J. 2003, C28, p.405-414.
8. Altshul B. // Phys. Rev. D69 (2004), 125009.
9. J. Schwinger, // Phys. Rev., 82, №5, p. 664 (1951).

ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН ПЛОТНОСТИ ПИОННОГО КОНДЕНСАТА В МОДЕЛИ ГРОССА-НЕВЁ

Профессор Жуковский В. Ч., аспиранты Курбанов С. Г. и Губина Н. В.,
профессор Клименко К. Г.

Данная работа является продолжением изучения свойств двумерной модели Гросса-Невё в присутствии членов, явно нарушающих Лоренц-инвариантность. Несмотря на то, что Лоренц и СРТ-симметрии заложены в Стандартной модели и проверены многочисленными экспериментами [1,2], существуют указания на то, что в более фундаментальных теориях высших размерностей они могут нарушаться [3,4].

Рассматриваемая задача имеет важное значение еще и потому, что двумерная модель Гросса-Невё эффективно моделирует свойства квантовой хромодинамики, такие как асимптотическая свобода, конфайнмент и размерная трансмутация. При числе компонент поля $N \rightarrow \infty$ модель является перенормируемой, а также становится возможным спонтанное нарушение непрерывной симметрии, в результате которого в системе образуется конденсат.

Изучаемый лагранжиан в двумерном (1+1) измерении описывает плотную кварковую среду с учетом барионного и изотопического химпотенциалов:

$$L = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m + \mu\gamma_0 + \delta\mu\tau_3\gamma_0)\psi + G\left((\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma_5\vec{\tau}\psi)^2\right).$$

Кварковый конденсат в модели представляет собой хорошо знакомое выражение $\sigma = \langle \bar{\psi}\psi \rangle$, а пионный конденсат ищется в следующем виде [5]:

$$\pi^+ = \langle \bar{\psi}i\gamma_5\tau_+\psi \rangle = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \ell^{2i\vec{b}\vec{x}},$$

$$\pi^- = \langle \bar{\psi}i\gamma_5\tau_-\psi \rangle = \frac{\pi}{\sqrt{2}} \ell^{-2i\vec{b}\vec{x}},$$

где $\tau_\pm = (\tau_1 \pm i\tau_2)/\sqrt{2}$, τ_k ($k = 1, 2, 3$) - матрицы Паули, μ - барионный, а $\delta\mu$ - изоспиновый химпотенциал.

Эффективный потенциал для данной модели в самом общем случае имеет вид:

$$V_{eff} = \frac{M^2 + \frac{\pi^2}{2}}{4G} + \frac{i}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2p \ln \left[(M^2 + (p_1 - b)^2 - (p_0 + \delta\mu + \mu)^2) (M^2 + (p_1 + b)^2 - (p_0 - \delta\mu + \mu)^2) + \right. \\ \left. + \pi^2 (M^2 + p_1^2 + \delta\mu^2 - b^2 - (p_0 + \mu)^2) + \frac{1}{4} \pi^4 \right]$$

При изучении свойств эффективного потенциала находятся его экстремумы, описываемые уравнениями щели:

$$\frac{\partial V_{eff}}{\partial b} = 0, \quad \frac{\partial V_{eff}}{\partial \pi} = 0.$$

При изменении значений параметров барионного и изотопического хим-потенциалов в системе происходят переходы между различными фазами конденсата, отраженные в фазовых портретах изучаемой системы. В случае, когда минимум эффективного потенциала по переменной b происходит при ее ненулевом значении, в системе генерируются волны пионного конденсата.

Литература

1. *Bluhm R.* //hep-ph/0011272
2. *Mattingly D.* //gr-qc/08021561
3. *Bertolami O., Carvalho C.* // Phys. Rev. D 74, 084020 (2006)
4. *Colladay D. Kostelecky V.A.* //hep-ph/9809521
5. *He L., Jin M., Zhuang P.* // Phys. Rev. D 74, 036005 (2006)

СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫЕ КРАЕВЫЕ ЗАДАЧИ В СЛУЧАЕ КРАТНЫХ КОРНЕЙ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ

Профессор Бутузов В.Ф.

Рассматривается краевая задача для сингулярно возмущенного дифференциального уравнения второго порядка

$$\varepsilon^2 \frac{d^2 u}{dx^2} + \varepsilon A(x) \frac{du}{dx} + f(u, x, \varepsilon) = 0, \quad 0 < x < 1, \quad (1)$$

$$\frac{du}{dx}(0, \varepsilon) = \frac{du}{dx}(1, \varepsilon) = 0. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon > 0$ — малый параметр, $A(x)$ и $f(u, x, \varepsilon)$ — достаточно гладкие функции. При $\varepsilon = 0$ из (1) получается вырожденное уравнение

$$f(u, x, 0) = 0. \quad (3)$$

Хорошо известно [1], что если уравнение (3) имеет корень $u = \varphi(x)$, такой, что $f_u(\varphi(x), x, 0) < 0$ на отрезке $0 \leq x \leq 1$ (при этом корень $\varphi(x)$ является однократным), то при достаточно малых ε существует решение $u(x, \varepsilon)$ задачи (1), (2), имеющее асимптотическое представление

$$u(x, \varepsilon) = \varphi(x) + \sum_{i=1}^n \varepsilon^i \left(\bar{u}_i(x) + Q_i(\xi) + \tilde{Q}_i(\tilde{\xi}) \right) + o(\varepsilon^n), \quad (4)$$

где $Q_i(\xi)$ и $\tilde{Q}_i(\tilde{\xi})$ — пограничные функции, $\xi = \frac{x}{\varepsilon}$ и $\tilde{\xi} = \frac{1-x}{\varepsilon}$ — пограничные переменные. Отметим, что в данном случае знак функции $A(x)$ не играет никакой роли, в частности, асимптотика решения имеет вид (4) и тогда, когда $A(x) \equiv 0$.

Перейдем к случаю, когда уравнение (3) имеет двукратный корень.

A1. Пусть функция $f(u, x, \varepsilon)$ имеет вид

$$u(x, \varepsilon) = -h(u, x)(u - \varphi(x))^2 + \varepsilon f_1(u, x, \varepsilon),$$

и пусть $\bar{h}(x) := h(\varphi(x), x) > 0$ на отрезке $0 \leq x \leq 1$.

При условии A1 корень $u = \varphi(x)$ уравнения (3) является двукратным и, как оказывается, важную роль играет теперь коэффициент $A(x)$. Рассмотрим два случая.

1-й случай. Пусть $A(x) \equiv 0$. В этом случае потребуем выполнения условия

A2. Пусть $\bar{f}_1(x) := f_1(\varphi(x), x, 0) > 0$ на отрезке $0 \leq x \leq 1$.

Тогда регулярная часть асимптотики решения является рядом по степеням $\varepsilon^{1/2}$:

$$\varphi(x) + \varepsilon^{1/2} \bar{u}_1(x) + \varepsilon \bar{u}_2(x) + \dots, \quad (5)$$

причем $\bar{u}_1(x) = [\bar{h}^{-1}(x) \bar{f}_1(x)]^{1/2}$, а остальные $\bar{u}_i(x)$ определяются из линейных алгебраических уравнений первой степени.

Погранслойные переменные имеют теперь другой масштаб: $\xi = x / \varepsilon^{3/4}$, $\tilde{\xi} = (1 - x) / \varepsilon^{3/4}$, левый погранслойный ряд (в окрестности точки $x = 0$) представляет собой ряд по степеням $\varepsilon^{1/4}$:

$$\varepsilon^{3/4} [Q_0(\xi) + \varepsilon^{1/4} Q_1(\xi) + \varepsilon^{1/2} Q_2(\xi) + \dots],$$

а для определения пограничных функций $Q_i(\xi)$ получаются простые дифференциальные уравнения с постоянными коэффициентами, в частности, главный член $Q_0(\xi)$ погранслояного ряда является решением задачи

$$\frac{d^2 Q_0}{d\xi^2} - k^2 Q_0 = 0, \quad \frac{dQ_0}{d\xi}(0) = -\varphi'(0), \quad Q_0(\infty) = 0,$$

где $k^2 = 2\bar{h}(0)\bar{u}_1(0)$. Отсюда

$$Q_0(\xi) = k^{-1} \varphi'(0) \exp(-k\xi).$$

Остальные функции $Q_i(\xi)$ также находятся последовательно в явном виде и экспоненциально стремятся к нулю при $\xi \rightarrow \infty$. Правый погранслойный ряд строится аналогично.

Теорема 1. Если выполнены условия A1, A2, то для достаточно малых ε задача (1), (2) при $A(x) \equiv 0$ имеет решение $u(x, \varepsilon)$ с асимптотическим разложением

$$u(x, \varepsilon) = \varphi(x) + \sum_{i=1}^{2n} \varepsilon^{i/2} \bar{u}_i(x) + \varepsilon^{3/4} \sum_{i=0}^{4n-3} \varepsilon^{i/4} [Q_i(\xi) + \tilde{Q}_i(\tilde{\xi})] + o(\varepsilon^n).$$

2-й случай. Пусть $A(x) > 0$ на отрезке $0 \leq x \leq 1$. В этом случае потребуем выполнения следующих условий:

A3. Пусть $g(x) := A(x)\varphi'(x) + \bar{f}_1(x) > 0$ на отрезке $0 \leq x \leq 1$.

A4. Пусть $\bar{f}_1(1) > 0$.

Как и в первом случае, регулярная часть асимптотики решения имеет вид (5), причем $\bar{u}_1(x) = [\bar{h}^{-1}(x)g(x)]^{1/2}$.

Погранслойные переменные имеют теперь различные масштабы в окрестностях точек $x=0$ и $x=1$, и эти масштабы иные, нежели в первом

случае: $\xi = \frac{x}{\varepsilon}$, $\tilde{\xi} = \frac{1-x}{\varepsilon^{1/2}}$. Левый погранслойный ряд имеет вид

$$\varepsilon [Q_0(\xi) + \varepsilon^{1/2}Q_1(\xi) + \varepsilon Q_2(\xi) + \dots],$$

а его главный член $Q_0(\xi)$ является решением задачи

$$\frac{d^2 Q_0}{d\xi^2} + A(0) \frac{dQ_0}{d\xi} = 0, \quad \frac{dQ_0}{d\xi}(0) = -\varphi'(0), \quad Q_0(\infty) = 0,$$

откуда получаем

$$Q_0(\xi) = A^{-1}(0)\varphi'(0)\exp(-A(0)\xi).$$

Остальные функции $Q_i(\xi)$ также находятся последовательно в явном виде и экспоненциально стремятся к нулю при $\xi \rightarrow \infty$.

Правый погранслойный ряд имеет вид

$$\varepsilon^{1/2} [\tilde{Q}_0(\tilde{\xi}) + \varepsilon^{1/2}\tilde{Q}_1(\tilde{\xi}) + \varepsilon\tilde{Q}_2(\tilde{\xi}) + \dots],$$

а его главный член $\tilde{Q}_0(\tilde{\xi})$ определяется как решение задачи

$$A(1) \frac{d\tilde{Q}_0}{d\tilde{\xi}} + \bar{h}(1)(\tilde{Q}_0^2 + 2\bar{u}_1(1)\tilde{Q}_0) = 0, \quad \frac{d\tilde{Q}_0}{d\tilde{\xi}}(0) = \varphi'(1).$$

Нестандартность этой задачи состоит в том, что для уравнения первого порядка задается в начальный момент не само решение, а его производная. Рассматривая уравнение при $\tilde{\xi} = 0$, получаем квадратное уравнение относительно $\tilde{Q}_0(0)$. В силу условия A4 оно имеет два корня, из которых следует взять корень $\tilde{Q}_0(0) = -\bar{u}_1(1) + [\bar{h}^{-1}(1)\bar{f}_1(1)]^{1/2}$.

Функция $\tilde{Q}_0(\tilde{\xi})$ находится теперь в явном виде, является монотонной и экспоненциально стремящейся к нулю при $\tilde{\xi} \rightarrow \infty$. Остальные функции $\tilde{Q}_i(\tilde{\xi})$ также можно найти в явном виде, и все они имеют экспоненциальные оценки.

Теорема 2. Если выполнены условия A1, A3, A4, то для достаточно малых ε задача (1), (2) при $A(x) > 0$ имеет решение $u(x, \varepsilon)$ с асимптотическим разложением

$$u(x, \varepsilon) = \varphi(x) + \sum_{i=1}^{2n} \varepsilon^{i/2} \bar{u}_i(x) + \varepsilon \sum_{i=0}^{2n-2} \varepsilon^{i/2} Q_i(\xi) + \varepsilon^{1/2} \sum_{i=0}^{2n-1} \varepsilon^{i/2} \tilde{Q}_i(\tilde{\xi}) + o(\varepsilon^n).$$

Доказательства теорем 1 и 2 проводятся с помощью асимптотического метода дифференциальных неравенств.

Литература

1. Васильева А. Б., Бутузов В. Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа, 1990.

ЗАДАЧА О ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОБЛАСТИ С КИРАЛЬНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Профессор *Боголюбов А.Н.*, аспирант *Гао Д.*,
науч. сотр. *Мухартова Ю.В.*

Материальные уравнения в киральных средах, как естественных, так и искусственных, имеют вид

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + i\xi \mathbf{B}, \quad \mathbf{H} = i\xi \mathbf{E} + \mu^{-1} \mathbf{B}$$

где ε и μ – материальные параметры среды, переходящие в диэлектрическую и магнитную проницаемости, если киральный адмтанс ξ стремится к нулю.

Пусть Ω – конечное или бесконечное множество в R_3 . В первом случае будем считать, что Ω ограничено идеально проводящей достаточно гладкой поверхностью Γ . Во втором случае предположим, что $\tilde{\Omega}$ (дополнение к Ω) является конечным идеальным проводником, ограниченным достаточно гладкой поверхностью Γ . Пусть область Ω состоит из конечного числа подобластей:

$$\Omega = \bigcup_{i=0}^q \Omega_i,$$

причем все из них, кроме быть может, подобласти Ω_0 , конечны, и общая для подобластей Ω_i и Ω_j граница Σ_{ij} регулярна и ограничена (рис. 1). Подобласть Ω_0 неограниченна в случае бесконечной области Ω .

Пусть подобласти Ω_i имеют однородные киральные заполнения с параметрами

$\varepsilon = \varepsilon_i$, $\mu = \mu_i$, $\xi = \xi_i$, $\sigma = \sigma_i$ в Ω_i ;
причем $\xi_0 = 0$ и $\sigma_0 = 0$, если подобласть Ω_0 неограниченна. В этом случае

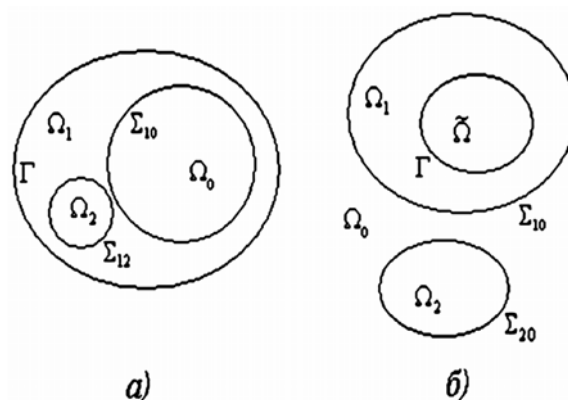


Рис.1. Структура области Ω для $q = 2$.
В случае а) область Ω конечна, в случае б) бесконечна.

проводник $\tilde{\Omega}$ и киральные вставки $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_q$ помещены в обычную непроводящую среду, характеризующуюся диэлектрической проницаемостью ε_0 и магнитной проницаемостью μ_0 .

Если в области Ω имеются сторонние токи плотности $\mathbf{j}$, то начально-краевая задача для векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ имеет вид:

$$(\varepsilon + \xi^2 \mu) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + i \xi \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \operatorname{rot} \mathbf{H} + \sigma \mathbf{E} = -\mathbf{j} \text{ в } \Omega \times (0, T], \quad (1)$$

$$-i \xi \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} + \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0 \text{ в } \Omega \times (0, T], \quad (2)$$

$$[\mathbf{E}, \mathbf{n}] = 0 \text{ на } \Gamma \quad (3)$$

$$\mathbf{E}|_{t=0} = \mathbf{E}_0, \quad \mathbf{H}|_{t=0} = \mathbf{H}_0 \text{ в } \overline{\Omega} \quad (4)$$

Эта начально-краевая задача может быть сформулирована в обобщенном виде: необходимо найти функцию $\mathbf{u} = \{\mathbf{E}, \mathbf{H}\}$, $\mathbf{u} \in L^\infty(0, T; D(A))$, удовлетворяющую равенству

$$\begin{aligned} \int_0^T \left[- \left((\varepsilon + \xi^2 \mu) \mathbf{E} + i \xi \mu \mathbf{H}, \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)_\Omega - \left(\mu \mathbf{H} - i \xi \mu \mathbf{E}, \frac{\partial \Psi}{\partial t} \right)_\Omega - (\mathbf{u}, A\Phi)_K + (M\mathbf{u}, \Phi)_K \right] dt = \\ = - \int_0^T (\mathbf{j}, \Phi)_\Omega dt + \left((\varepsilon + \xi^2 \mu) \mathbf{E}_0 + i \xi \mu \mathbf{H}_0, \Phi|_{t=0} \right)_\Omega + \left(\mu \mathbf{H}_0 - i \xi \mu \mathbf{E}_0, \Psi|_{t=0} \right)_\Omega \end{aligned} \quad (5)$$

при любой функции $\Phi = \{\varphi, \psi\}$, такой что $\Phi \in L^2(0, T; D(A))$, $\frac{\partial \Phi}{\partial t} \in L^2(0, T; D(A))$, и обращающейся в нуль при $t = T$, если $\mathbf{u}_0 = \{\mathbf{E}_0, \mathbf{H}_0\} \in D(A)$ и $\mathbf{j} \in L^2(0, T; \Omega)$.

В равенстве (5) использованы следующие обозначения:

$$(\mathbf{f}, \mathbf{g})_\Omega = \sum_{i=1}^3 \int_\Omega f_i \bar{g}_i dx$$

$$(\Phi, \Phi_*)_K = (\varphi, \varphi_*)_\Omega + (\psi, \psi_*)_\Omega \text{ для } \Phi = \{\varphi, \psi\} \text{ и } \Phi_* = \{\varphi_*, \psi_*\}.$$

Линейные операторы A и M определяются равенствами:

$$(A\mathbf{u}, \Phi)_K = -(\operatorname{rot} \mathbf{H}, \varphi)_\Omega + (\operatorname{rot} \mathbf{E}, \psi)_\Omega$$

$$(M\mathbf{u}, \Phi)_K = (\sigma \mathbf{E}, \varphi)_\Omega,$$

а область определения $D(A)$ оператора A имеет вид:

$$D(A) = \{\Phi \mid \Phi = \{\varphi, \psi\} \in (L^2(\Omega))^3 \times (L^2(\Omega))^3, \operatorname{rot} \varphi \in (L^2(\Omega))^3, \operatorname{rot} \psi \in (L^2(\Omega))^3, [\mathbf{n}, \varphi]_{\Gamma} = 0\}$$

Теорема. Пусть граница Γ области Ω регулярна и ограничена. Тогда решение задачи (5) существует, и оно единственно.

Литература

[1] Боголюбов А.Н., Мосунова Н.А., Петров Д.А. Математические модели киральных волноводов// Математическое моделирование, 2007, 19, №5, с.3-24

[2] Кацеленбаум Б.З., Коришунуова Е.Н., Сивов А.Н., Шатров А.Д. Киральные электродинамические объекты// Phys. Usp, 40, 1201 (1997)

[3] Третьяков С.А. Электродинамика сложных сред: киральные, биизотропные и некоторые бианизотропные материалы (обзор)// Радиотехника и электроника, 1994, 39, №10, с.1457-1470.

[4] Дюво Г., Лионс Ж.-Л. Неравенства в механике и физике. Москва “Наука”, 1980

ВЛИЯНИЕ МЕРИДИОНАЛЬНЫХ ПОТОКОВ НА КОНФИГУРАЦИЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНОМ ДИНАМО

Аспирантка *Попова Е.П.*, профессор *Соколов Д.Д.*

Солнечная активность проявляется в возникновении пятен на поверхности Солнца. Это явление связывают с распространением магнито-гидродинамической волны от полюсов к экватору. 11-летний цикл солнечной активности основан на действии механизма динамо, предложенном в [1]. Такой механизм основан на совместном действии дифференциального вращения и альфа-эффекта, отражающего зеркальную асимметрию конвекции замагниченной солнечной плазмы. Анализ модели предсказал слишком короткий цикл активности [2]. Одним из возможных разрешений такой трудности является учет влияния меридиональных потоков вещества.

Уравнения динамо Паркера с меридиональной циркуляцией приобретают вид:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + V(\theta) \frac{\partial A}{\partial \theta} = \alpha B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial(V(\theta)B)}{\partial \theta} = D \cos \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2}. \quad (2)$$

Здесь B – тороидальное магнитное поле, A пропорционально тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле. θ – широта, которая отсчитывается от экватора. Множитель $\cos\theta$ отвечает уменьшению длины параллели вблизи полюса. Уравнения выписаны в безразмерных переменных, так что амплитуды α -эффекта, градиента угловой скорости и коэффициент турбулентной диффузии объединены в безразмерное динамо-число D . По соображениям симметрии ($\alpha(-\theta) = -\alpha(\theta)$) уравнения (1, 2) можно рассматривать лишь для одного (северного) полушария с условиями антисимметрии (дипольная симметрия) или симметрии (квадрупольная симметрия) на экваторе. Т. к. магнитное поле Солнца имеет дипольную симметрию, мы ограничиваемся ею.

Анализ такой модели показал, что меридиональная циркуляция, направленная против распространения динамо-волны, приводит к замедлению ее распространения. Существует такой диапазон значений величины скорости меридиональных потоков, который соответствует 11-летнему циклу солнечной активности [3].

Однако, рассматриваемая модель не позволяет учесть возвращение вещества. В [4] предложена модель динамо в случае, когда среда состоит из двух слоев. Динамо-волна распространяется от полюсов к экватору. Во внешнем слое присутствует альфа-эффект, во внутреннем слое основной вклад в динамо дает дифференциальное вращение. Плотность слоев при этом может быть разная.

Система уравнений Паркера в сферических координатах для двухслойной модели принимает вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial B}{\partial t} &= \frac{\eta}{n} \Delta B, \\ \frac{\partial A}{\partial t} &= \alpha(\theta) B + \frac{\eta}{n} \Delta A, \\ \frac{\partial b}{\partial t} &= D \cos \theta \frac{\partial a}{\partial \theta} + \Delta b, \\ \frac{\partial a}{\partial t} &= \Delta a.\end{aligned}\tag{6}$$

Здесь B , A , η – магнитное поле, магнитный потенциал, коэффициент турбулентной магнитной диффузии в 1-ом слое, b , a , n – магнитное поле, магнитный потенциал, коэффициент турбулентной магнитной диффузии во 2-м слое, D – динамо число. Граничные условия при $\theta = 0$:

$$\begin{aligned}
b &= B, \\
a &= A, \\
\frac{\partial b}{\partial r} &= \frac{\eta}{n} \frac{\partial B}{\partial r}, \\
\frac{\partial a}{\partial r} &= \frac{\partial A}{\partial r}.
\end{aligned} \tag{7}$$

В данной работе, с помощью метода аналогичного ВКБ, проведен анализ цикла в случае наличия двух слоев. Показано, что его длительность зависит от соотношения коэффициентов турбулентной магнитной диффузии. Если коэффициент диффузии во внешнем слое больше коэффициента диффузии во внутреннем слое в 10 раз, то длительность цикла становится 11 лет.

Мы добавили в модель Паркера меридиональную циркуляцию:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial(V(\theta)B)}{\partial \theta} &= \frac{\eta}{n} \Delta B, \\
\frac{\partial A}{\partial t} + V(\theta) \frac{\partial A}{\partial \theta} &= \alpha(\theta)B + \frac{\eta}{n} \Delta A, \\
\frac{\partial b}{\partial t} + \frac{\partial(v(\theta)b)}{\partial \theta} &= D \cos \theta \frac{\partial a}{\partial \theta} + \Delta b, \\
\frac{\partial a}{\partial t} + v(\theta) \frac{\partial a}{\partial \theta} &= \Delta a.
\end{aligned} \tag{8}$$

Граничные условия остаются вида (7). Мы рассматриваем случай, когда меридиональная циркуляция во внешнем слое направлена от экватора к полюсам, т. е. против распространения динамо-волны. Вблизи полюсов вещество переходит во внутренний слой и по нему движется от полюсов к экватору. Далее оно выходит на поверхность и снова движется по внешнему слою. Величины скорости движения вещества в слоях могут быть равны по модулю в случае одинаковой толщины и плотности слоев или разные, если плотность или толщина слоев различна.

В работе показано, что меридиональная циркуляция влияет на длительность цикла.

Если меридиональная циркуляция интенсивна в обоих слоях, то соотношение коэффициентов диффузии для реализации 11-летнего цикла может приблизиться к 1 и даже стать еще меньше. Наиболее реалистичным предполагается соотношение коэффициентов диффузии от 0.5 до 2. Для такого случая разница меридиональная циркуляция во внешнем слое должна быть порядка 0.1 град/сут, что не противоречит наблюдательным данным для поверхностной меридиональной циркуляции. При этом мери-

диональная циркуляция во внутреннем слое должна быть по модулю не больше 0.1 град/сут.

Для двухслойной модели динамо были построены комплексные волновые векторы тороидальной компоненты магнитного поля. Показано, что существует решение, соответствующее распространению динамо-волны от полюсов к экватору.

Работа поддержана проектом РФФИ 09-02-01010.

Литература

1. Parker E.N. Hydromagnetic dynamo model // *Astrophys. J.* 1955. V. 122. P. 293–314.
2. Kuzanyan K.M., Sokoloff D.D. A dynamo wave in an inhomogeneous medium // *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 1995. V. 81. P. 113-129.
3. Попова Е.П. Влияние различных видов меридиональной циркуляции в Солнце на распространение динамо-волн // *Астрономический журнал.* 2009. No. 9. С. 928-934.
4. Parker E.N. A solar dynamo surface wave at the interface between convection and nonuniform rotation // *Astrophys. J.* 1993. V. 408. P. 707-719.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЗМУЩЕНИЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ДВИЖУЩИМИСЯ ИСТОЧНИКАМИ, В ЖИДКОСТЯХ

Профессор *Свешников А.Г.*, ст. науч. сотр. *Перова Л.В.*

Рассмотрим несколько моделей несжимаемой идеальной жидкости, экспоненциально стратифицированной по плотности и/или равномерно вращающейся с постоянной угловой скоростью $\alpha/2$ вокруг некоторой оси. У каждой из жидкостей заполняющей полупространство имеется или свободная поверхность, или граница с другим слоем жидкости, направление стратификации и ось вращения ортогональны этой поверхности. Источником возмущений является плоская периодическая волна, бегущая по границе жидкости. Т.о. изучаются модели распространения внутренних и поверхностных волн в областях высоких широт Мирового Океана.

Введем жестко связанную с жидкостью систему координат (x_1, x_2, x_3) так, что поверхность жидкости Γ в стационарном состоянии располагается в плоскости $x_3 = 0$, а волна движется по ней в положительном направлении оси Ox_1 . Будем изучать малые двумерные движения жидкости, которые описываются системой уравнений гидродинамики в линейном приближении.

Сопоставим векторной системе уравнений начально-краевую задачу относительно функции тока для уравнения составного типа вида двумерного уравнения гравитационно-гироскопических волн в приближении Буссинеска

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} (\psi_{x_1 x_1} + \psi_{x_3 x_3}) + \omega_0^2 \psi_{x_1 x_1} + \alpha^2 \psi_{x_3 x_3} = 0,$$

ω_0^2 - квадрат частоты Вейсяля – Брента. Необходимо найти классическое решение задачи в соответствующей области, 2π -периодическое по переменной x_1 , регулярное на бесконечности, удовлетворяющее нулевыми начальными условиями при $t = 0$ и граничным условиям, которые, например, для стратифицированной вращающейся жидкости со свободной поверхностью имеют вид

$$\left. \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi_{x_3} + \alpha^2 \psi_{x_3} - g \psi_{x_1 x_1} \right|_{\Gamma} = f(x_1 - ct) \eta(t) + C(t), \quad \text{где}$$

$\eta(t) \in C_0^{(2)}[0, +\infty)$, $\eta(0) = \eta'(0) = 0$, $\exists T : \eta(t) \equiv 1, t > T$; $f(z) \in C^{(2)}(R_1)$, имеет период 2π ; $C(t)$ - функция, подлежащая определению.

Для всех моделей жидкости методом Фурье построены решения в явном виде и доказаны теоремы существования и единственности. Для анализа волновой картины, складывающейся в жидкости при больших временах, получена асимптотика решения при $t \rightarrow +\infty$.

Характерным для всех жидкостей оказалось наличие двух видов волн – поверхностных и внутренних. В серии поверхностных волн, локализованных вблизи поверхности жидкости, обнаружен интересный резонансный эффект, заключающийся в возникновении при определенном сочетании параметров жидкости и источника возмущений гармоник, амплитуда которой линейно возрастает по переменной t . Особенностью строения гармоник внутренних волн явилось их разделение на 2 типа: бесконечное число колебаний, затухающих по мере удаления от поверхности жидкости, по которой движется источник, и конечное число волн, распространяющихся вглубь жидкости без затухания. Спектр частот вторых гармоник определяется угловой скоростью вращения жидкости и/или параметром стратификации среды. Характерным свойством внутренних волн явилась ортогональность вектора групповой скорости волны ее волновому вектору.

При исследовании двухслойной жидкости обнаружено, что отличия волновой картины, складывающейся при $t \rightarrow +\infty$ в верхнем и нижнем слоях, в спектральном плане наблюдаются только у жидкости с различной Установлено, что основным качественным отличием моделей полубесконечных жидкостей с источником, движущимся по свободной поверхности или границе раздела слоев жидкости, от их аналогов с пло-

ской волной, бегущей по твердому дну, заключается в наличии у первых моделей серии поверхностных волн.

Литература

1. *Перова Л.В.* О колебаниях стратифицированной вращающейся жидкости при возбуждении ее свободной поверхности движущимися источниками // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2007. Т. 47. №5. С. 851-870.

2. *Перова Л.В.* О распространении возмущений в двухслойной вращающейся жидкости при возбуждении границы между слоями движущимися источниками // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2009. Т. 49. №7. С. 1232-1254.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОГО ТРАФИКА В СЕТЯХ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

Доцент *Сухарева Н.А.*

Исследование структуры телекоммуникационного трафика — сложная физическая и математическая задача, постоянно дополняемая новыми режимами управления потоками данных, изменением скоростных режимов и типов проводимых сеансов передачи. Многочисленные интерпретации результатов контроля магистральных и парциальных потоков, регистрируемых как временной ряд межкадровых интервалов, сводятся к моно- или мультифрактальному описанию наблюдаемых случайных процессов [1].

В докладе представлен последовательный анализ изменений мультифрактальных свойств потоков данных при вариации свойств канала и плотности потока на основе структуры спектра сингулярности. Спектр сингулярности для рассматриваемых типов случайных временных рядов представляет весьма информативную статистику, характеризующую режим хаотических флуктуаций наблюдаемой величины [2]. Регистрация потоков проводилась в трёх режимах:

- перехвата реального магистрального потока в последующим выделением парциальных,
- перехвата потока на экспериментальном стенде с управляемыми свойствами канала, генератора и приёмника потоков,
- модельного эксперимента на базе дискретного эмулятора сетевых структур *omnetpp* [3].

Полученные скалярные временные ряды обрабатывались с помощью интерактивного комплекса *Spectra_Analyser* [4], вычисляющего спектры сингулярности методом максимумов модулей вейвлет-преобразования. Обсуждается критерий выбора профиля оптимального вейвлета, коррект-

ность корреляционного анализа по выборкам малой длины (длительности) для нестационарных сигналов, оценка меры однородности случайного процесса.

Зависимость искажений потока в канале с фиксированными характеристиками от стартовой плотности потока была проанализировано для сеансов без обратной связи (UDP сеансов) в радиоканалах с различными несущими частотами. На рисунке 1 представлено типичное расположение спектра исходного потока на выходе с генератора (верхний левый угол), смещённых в сторону больших значений экспоненты сингулярности A и уширенных спектров на принимающем узле.

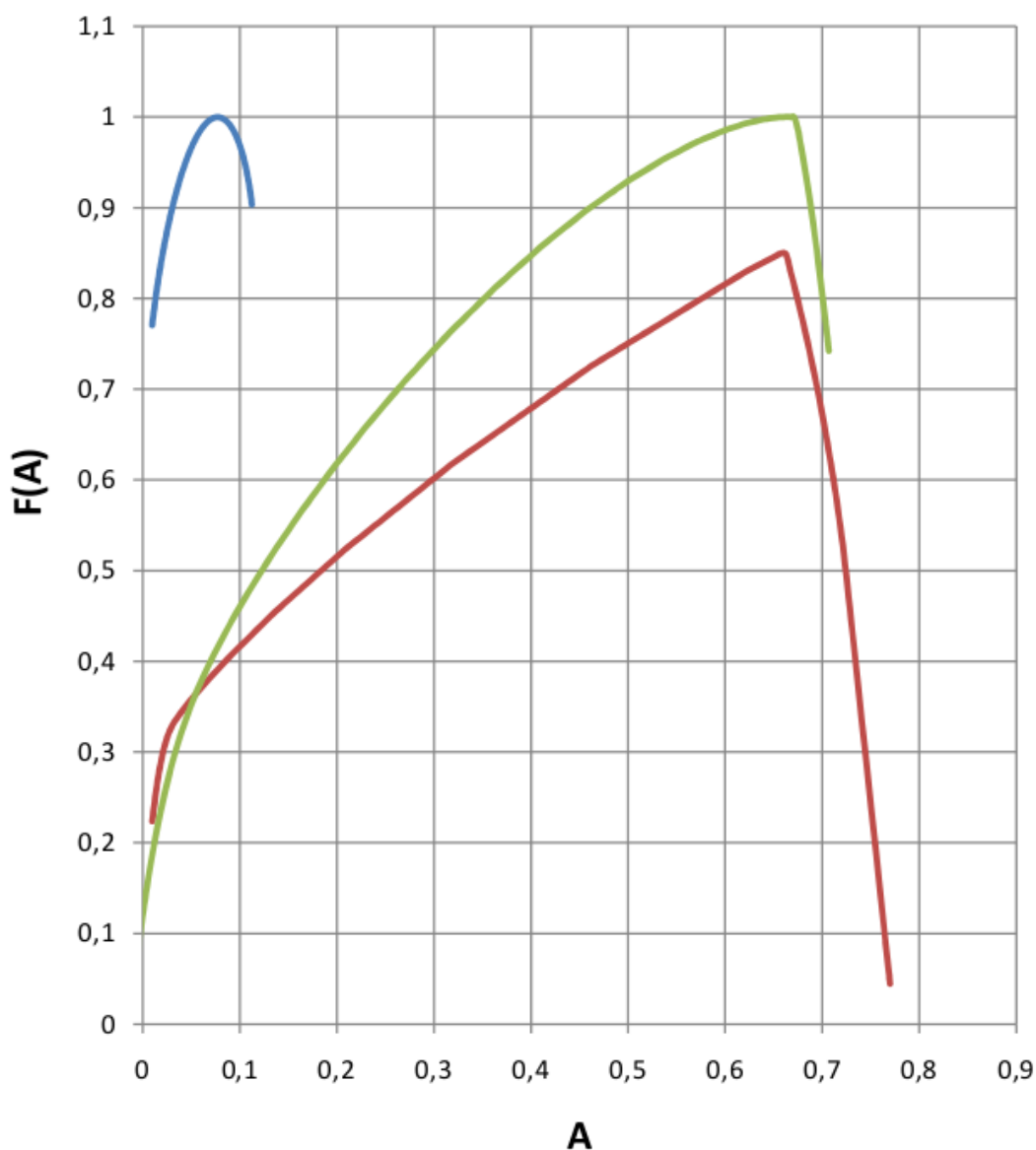


Рис.1 Спектры сингулярности входного и выходных потоков без обратной связи

Полученные спектральные характеристики позволяют определить вероятность флуктуации заданной величины в ретранслируемом UDP потоке на заданном интервале времени.

Стохастические свойства потоков с обратной связью изучались для двух типов сеансов — TCP и SCTP. Если поток без обратной связи в гидродинамическом приближении можно рассматривать как сверхтекучую жидкость, то обратная связь придаёт потоку свойство упругости. Величина обратной связи определяется максимальным значением блока отправленных от передатчика к приёмнику, но не подтверждённых приёмником данных. Как правило, верхняя граница объёма неподтверждённых данных лимитируется объёмом регистров памяти или минимальным статическим буфером передатчика и приёмника.

Помимо статического буфера, удерживающего ожидающие подтверждения данные, в канале передачи каждый момент времени находится некоторый объём транслируемых данных, хранящихся в регистрах памяти устройств обработки потоков. Грубо оценить верхнее значение объёма данных можно из прямого произведения скорости передачи на время ретрансляции блока данных, по аналогии со статическим буфером эту величину назовём динамическим буфером.

Система стохастических разностных уравнений, описывающая состояния потока и канала для сеансов с обратной связью, включает как параметр отношение динамического и статического буферов $B_{\text{Отн}}$. Выполненные на экспериментальном стенде и в симуляционном эксперименте регистрации временных рядов с последующим расчётом спектров сингулярности выявили немонотонную зависимость значения экспоненты сингулярности и ширины спектра от $B_{\text{Отн}}$. Для всех рассмотренных типов потоков с обратной связью наблюдается монотонное возрастание степени стохастичности потока в диапазоне $0 < B_{\text{Отн}} < 2$ и последующее монотонное убывание при $B_{\text{Отн}} > 2$. Этот результат принципиален для прогнозирования влияния увеличения скорости передачи данных на устойчивость парциальных сеансов, поскольку пропорционально росту пропускной способности канала изменяется величина динамического буфера.

Применение аппарата спектров сингулярности не ограничено описанием свойств временной микроструктуры потоков. Представляет интерес изучение и описание стохастических характеристик процессов зарождения сеансов, статистики макропараметров потока (объёма переданных данных, длительности сеанса, «пространственной ориентации»). Однако макропараметры потоков данных и их статистика определяются в основном потребителями распределённых объёмов данных, а не логикой создания и управления потоками.

Литература

1. Шелухин О.И., Тенякшев А.М., Осин А.В. «Фрактальные процессы в телекоммуникациях», М.: Радиотехника, 2003 г., 480 стр.
2. Павлов А.Н., Анищенко В.С. "Мультифрактальный анализ сложных сигналов" УФН 177 859 (2007)
3. <http://www.omnetpp.org>
4. Любушин А.А. «Анализ данных систем геофизического и экологического мониторинга», М.: Наука, 2007 г., 228 стр.

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Сопредседатели
профессор А.М.Салецкий, профессор Б.А.Струков,
профессор Б.С.Ишханов

ПРОБЛЕМЫ ИЗУЧЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ СТУДЕНТАМИ НЕФИЗИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ

Доцент *Неделько В.И.*, профессор *Хунджуга А.Г.*

Лет 20-25 назад (до начала реформы образования) основная задача курса общей физики для студентов нефизических специальностей университетов фактически состояла в переводе полученных в школе знаний и умений на более высокий уровень – за счет использования языка высшей математики. На сегодняшний день реформаторы образования добились снижения объема и уровня знаний по физике в средней школе до такой отметки, что ни о каком использовании полученных в школе знаний говорить не приходится. Упорядоченными знаниями по физике обладает не более 10-15 % студентов, а для остальных характерно механическое воспроизведение отрывочных сведений о физических величинах и законах, неумение решать задачи, даже самые простые. Некоторые (до 20 %) не могут и этого. По сути, сегодня следует исходить из того, что знания школьной физики у большинства студентов находятся практически на нулевом уровне, и улучшения ситуации ждать не приходится. Итак, возникла проблема глобального масштаба и её надо как-то решать, с учётом того, что кардинальное решение лежит вне рамок наших возможностей, да и возможностей факультетов или университетов.

Начинать надо с тех мер, которые не требуют ломки системы в целом, в рамках заданных требований государственного образовательного стандарта, программы и отведенных часов, т.е. с того, что подвластно самим преподавателям. Используемый сегодня краткий и формализованный стиль изложения материала курса общей физики, в котором основное внимание уделяется освоению математической формализации физики, нельзя признать оптимальным. Следует использовать традиционную форму изложения, которая использовалась в системе образования до реформирования, эффективность которой не вызывает сомнений – физика должна представляться как экспериментальная наука, основной задачей которой в различных областях естествознания является решение задач, важных для конкретной специальности.

Прежде всего, необходимо включить в рассмотрение материал, который изучается в школьной физике, т.е. восстановить тот фундамент, на котором строится курс общей физики. На физическом факультете для работы со школьниками в начале 90-х годов была разработана методика, цель которой состояла в быстром восстановлении знаний по курсу школьной физики, эффективном освоении основных узловых вопросов курса, овладении школьниками общих схем решений задач. Суть методики состояла в задании для каждой темы программы общей схемы решения задач, освоение которой начиналось с проработки специально подобранных задач с подробными решениями. Задачи точно отражали программу по физике для поступающих на естественные факультеты МГУ, имели сложность, соответствующую потенциальным возможностям стандартного школьника,

число задач было минимально необходимым для освоения темы. Практически методика была реализована в работе вечерней и заочной школ физического факультета на отделении дополнительного образования.

Используемый метод оказался эффективным, и его можно использовать в курсе общей физики, включив в рассмотрение необходимый минимум ключевых задач. В целом построенный таким образом курс общей физики, не выходит за границы, заданные регламентирующими документами. По сравнению с традиционным курсом – это некоторое отступление, «шаг назад». Однако это – необходимая и вынужденная мера, дающая возможность студентам, не имеющим знаний школьной физики, хоть как-то освоить дисциплину, чтобы получить от нее практическую пользу в своей будущей профессиональной работе.

Сегодня для многих студентов максимально достижимый уровень: «самостоятельное решение самых простых задач». На этот уровень ориентируется преподаватель на семинарах; задачи, соответствующие этому уровню, предлагаются на контрольных и экзамене (при отсутствии зачета по физике). Однако уже сегодня большая часть студентов не может достичь и этого уровня, причем, по причинам, восходящим к неполноценному изучению физики в школе. Как при этом обеспечить обучение, которое давало бы пользу в дальнейшей профессиональной деятельности?

Предлагаемый вариант – перевести начало обучения на более низкий уровень проведения студентами анализа подробно решенных задач. Соответствующий материал становится частью теоретического курса и может осваиваться самостоятельно, что делает его эффективным при незначительном числе семинаров, или вообще при их отсутствии (сегодня и это имеет место).

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ КИНЕМАТИКИ ПЛОСКОГО ДВИЖЕНИЯ В КУРСЕ ФИЗИКИ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ

Ст. препод. *Боков П.Ю.*, доцент *Грачев А.В.*,
доцент *Погожев В.А.*, профессор *Салецкий А.М.*

На вступительных испытаниях и олимпиадах, как правило, предлагаются задачи о кинематике плоского движения твердых тел. Опыт показывает, что эти задачи вызывают серьезные затруднения у школьников и абитуриентов. На взгляд авторов, это обусловлено тем, что в школьном курсе физики хоть и даны понятия о плоском движении, не сформулированы ни принципы, ни алгоритмы, позволяющие решать подобные задачи. Кроме того, в традиционных учебно-методических комплексах отсутствуют наглядные примеры, поясняющие суть плоского движения.

В докладе на примере нового учебно-методического комплекса авторов А.В. Грачев, В.А. Погожев и др. обсуждается апробированный подход к решению задач о плоском движении твердых тел. На конкретных примерах показаны несколько способов решения таких задач.

О ЗАКОНАХ СОХРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА И ПОЛНОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В КУРСЕ ФИЗИКИ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ

Ст. препод. *Боков П.Ю.*, доцент *Грачев А.В.*,
доцент *Погожев В.А.*, профессор *Салецкий А.М.*

Доклад посвящен рассмотрению вопросов преподавания тем «Импульс. Закон сохранения импульса» и «Механическая работа и энергия. Закон сохранения механической энергии» в разделах «Механические явления» в основной школе и «Механика» в полной школе.

Сравнительный анализ наиболее распространенных учебников физики для общеобразовательных и профильных школ показывает, что, к сожалению, в большинстве из них имеется путаница в используемой терминологии. Так, часто авторы учебников не различают понятия «замкнутой» и «изолированной» систем тел. Также путаница наблюдается и в понятиях потенциальной и консервативной систем. Предлагаемые формулировки законов сохранения часто оказываются необходимыми, но недостаточными. Это, как правило, приводит к неверному пониманию учащимися содержательной части законов сохранения в механике.

На взгляд авторов, формулировки законов сохранения должны естественным образом вытекать из соответствующих законов изменения, т.е. являться следствием вывода соответствующего закона. При этом, ощущение учащимися причинно-следственной связи между законами изменения и законами сохранения составит правильную теоретическую базу, необходимую для решения разнообразных задач по данной теме.

УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ СПЕЦИАЛЬНЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

Профессор *Русаков В.С.*, профессор *Салецкий А.М.*,
ассистент *Губайдулина Т.В.*, ассистент *Лукьянова Е.Н.*,
инженер *Иванова О.С.*

Фундаментальное образование студентов-физиков сочетает в себе как теоретические знания, так и практические навыки и умения, необходимые для дальнейшего их использования в профессиональной деятельности. Практические навыки и умения формируются в ходе выполнения учебных лабораторных и научных работ. С этой целью на кафедре общей физики физического факультета МГУ для студентов старших курсов создан учебно-научный специальный физический практикум по физике конденсированного состояния. Задачи учебно-научного специального физического практикума – ознакомить студентов с физическими основами современных неразрушающих

методов исследования вещества в конденсированном состоянии, помочь студентам овладеть этими методами, приобрести навыки работы на современном оборудовании, получить представление и принять участие в проведении реальных экспериментальных исследований.

В настоящее время учебно-научный специальный физический практикум включает в себя три метода исследования вещества: рентгеновский фазовый анализ, рентгеновский флуоресцентный анализ и мессбауэровскую спектроскопию. Заканчиваются работы по созданию задач практикума с использованием метода магнитной калориметрии.

Определение фазового и элементного состава вещества – одна из наиболее важных задач, поскольку во многом именно этим обуславливаются его физические свойства. Все чаще для этих целей на практике используются методы рентгеновского дифракционного и флуоресцентного анализов. Мессбауэровская спектроскопия – современный метод исследования, с помощью которого можно определить структурное, валентное и зарядовое состояния мессбауэровских атомов, а также фазовый состав, особенности атомной, кристаллической, магнитной и электронной структур исследуемого вещества, находящегося в твердом состоянии. Уникальная информативность, относительная простота эксперимента и разработанные теоретические основы обусловили широкое применение мессбауэровской спектроскопии в научных исследованиях. Немаловажную дополнительную информацию о магнитном состоянии и магнитной структуре вещества может дать все чаще используемый в последнее время магнитокалорический эффект.

Задачи практикума, использующие методы рентгеновского фазового и рентгеновского флуоресцентного анализов реализованы на базе универсального портативного рентгеновского спектрометра **СУР-01 «Реном»**, методы мессбауэровской спектроскопии – на базе экспрессных спектрометров типа **MS-1104Em**, магнитокалорический метод исследования – на базе установки MagEq MMS 801. Вся используемая в практикуме аппаратура автоматизирована и работает под управлением персональных компьютеров.

Спектрометр универсальный рентгеновский СУР-01 «Реном» представляет собой дифрактометр со встроенным рентгенофлуоресцентным спектрометром. Рентгеновский спектрометр СУР-01 «Реном» позволяет проводить измерения дифракционных спектров в геометрии Брэгга-Брентано и проводить качественный и количественный анализы химических элементов от Na до U^{92} в диапазоне концентраций от ppm до 100%.

Мессбауэровские спектрометры типа **MS-1104Em** предназначены для экспрессного измерения ядерных гамма-резонансных (мессбауэровских) спектров твердотельных образцов. При этом в условиях специального физического практикума возможно использование мессбауэровских ядер

^{57}Fe и ^{119}Sn при регистрации как гамма-квантов в геометрии на пропускание, так и электронов конверсии в геометрии обратного рассеяния. В качестве примера на рис. 1 представлен общий вид мессбауэровского спектрометра MS-1104Em с криостатом, позволяющим проводить измерения в интервале температур от 78 до 300 K.

Установка **MagEq MMS 801** для магнитокалорических исследований позволяет измерять полевые зависимости магнитокалорического эффекта $\Delta T(H)$ в широком диапазоне температур (100 ÷ 370 K) при различных скоростях изменения магнитного поля (0,05 ÷ 6 T/c). Основной частью установки является источник магнитного поля на основе магнитных цилиндров, представляющих собой дипольную Хальбач-структуру. Вращаясь друг относительно друга, эти диполи создают изменяющееся магнитное поле, вследствие чего и возникает магнитокалорический эффект.

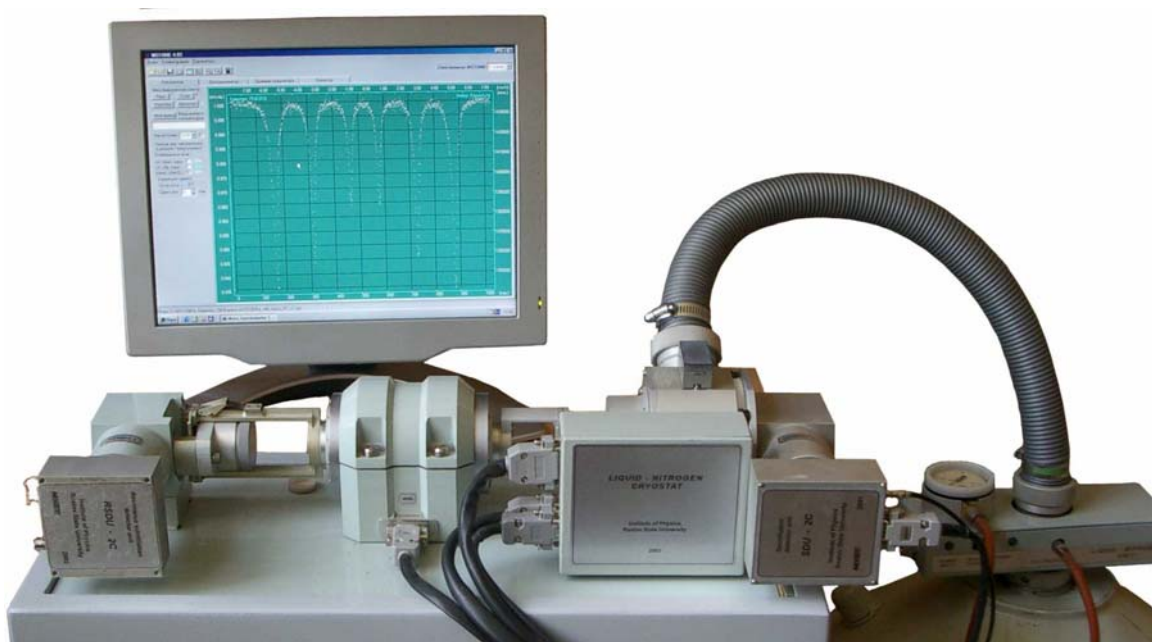


Рис. 1. Общий вид мессбауэровского спектрометра **MS-1104Em** с азотным криостатом

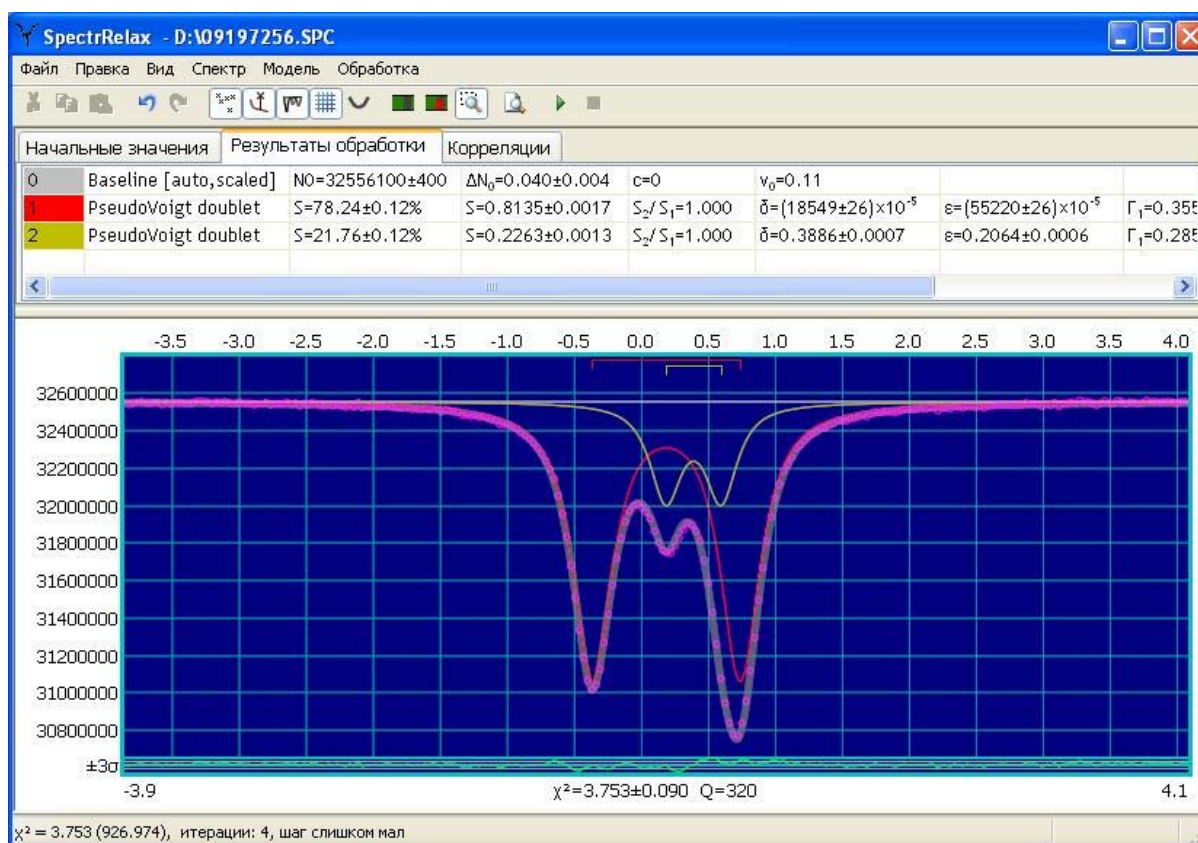
Обработка экспериментальных данных, полученных в ходе выполнения задач, осуществляется современными методами и программными средствами.

Для рентгеновского фазового анализа при обработке дифракционных спектров используется графическая информационно-поисковая система рентгеновской идентификации (ИПС ФИ), реализованная в программе **IPS6_1**. Эта система позволяет идентифицировать до 99% дифрактограмм без явного задания поисковых запросов к информационно-поисковой системе. В графическом режиме производится автоматическое формирование скрытых запросов на идентификацию, создаваемых посредством манипу-

ляций мышью на графических окнах. Основным способом создания выборки фаз из рентгеновской базы данных является указание элементного состава фаз образца на таблице Менделеева. При необходимости более селективного отбора можно указывать также главные и дополнительные элементы или обязательные сочетания элементов.

Для обработки рентгенофлуоресцентных спектров исследуемых образцов с целью проведения качественного и количественного элементного анализа используется программа **SmartXRF**, разработанная для энергодисперсионных рентгеноспектральных анализаторов. Программа позволяет проводить качественный и количественный анализ химических элементов от Na до U^{92} в диапазоне концентраций от ppm до 100%. Для вычисления концентрации могут быть использованы методы регрессии, фундаментальных параметров и альфа-коррекции.

Для обработки и анализа мессбауэровских спектров используется созданный на кафедре общей физики программный комплекс **MSTools**, включающий в себя все основные методы обработки мессбауэровских (в том числе релаксационных) спектров – модельную расшифровку (**SPECTR**, **SpectrRelax**), восстановление распределения сверхтонких параметров, повышение разрешения и шумоподавление в спектрах (**DISTR**). В качестве примера на рис. 2 представлен интерфейс программы модельной расшифровки мессбауэровских спектров **SpectrRelax**.



Полученные в ходе магнитокалорических измерений результаты обрабатываются с помощью специальной программы **Processing** на базе **LabVIEW8.2 Run-Time Engine**, которая позволяет получать зависимости $\Delta T(H)$, $\Delta T(T)$, вычислять величину $\Delta T/\Delta H$.

Все оборудование практикума используется не только для решения лабораторных задач, но и для проведения студенческих курсовых работ и научных исследований. Для студентов, специализирующихся в области мессбауэровской спектроскопии, доступно проведение экспериментальных исследований в широком диапазоне температур – от температуры кипения жидкого гелия до 1000°C.

Для эффективного обучения студентов и успешного выполнения ими задач специального практикума нами были подготовлены и изданы учебные пособия. Каждое из этих пособий, посвященных задачам практикума, использующих определенный метод экспериментального исследования, содержит разделы, которые предназначены для ознакомления студентов с теоретическими основами метода, устройством, характеристиками и принципом работы используемого оборудования, программой управления, методами анализа и обработки экспериментальных данных и программами, реализующими эти методы. В практической части пособия приводится краткое описание предлагаемых для исследования образцов, порядок выполнения задачи, рекомендации по оформлению результата работы.

В результате выполнения задач учебно-научного специального физического практикума по физике конденсированного состояния студенты знакомятся с основными методами качественного и количественного рентгеновского фазового и флуоресцентного анализов, мессбауэровской спектроскопии и магнитной калориметрии. Они приобретают навыки использования современного экспериментального оборудования, осваивают современные математические методы и программные средства анализа и обработки экспериментальных данных.

ЗАДАЧА СПЕЦИАЛЬНОГО ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА «РЕНТГЕНОВСКИЙ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ»

Профессор *Русаков В.С.*, ассистент *Лукьянова Е.Н.*

Специальный физический практикум на физическом факультете МГУ является важнейшим элементом обучения студентов старших курсов. Его задачей является ознакомить студентов с основными методами экспериментальных исследований, получить навыки работы на современной аппа-

ратуре, применить свои знания, полученные на семинарских занятиях, на общих и специальных курсах лекций.

Наряду с определением атомной кристаллической структуры и фазового состава образца для его полной характеристики обязательным является определение химического (элементного) состава. Все чаще для этих целей на практике используются методы рентгеновского флуоресцентного анализа. Поэтому на кафедре общей физики для студентов старших курсов создана задача специального физического практикума «Рентгеновский флуоресцентный анализ» на базе универсального рентгеновского спектрометра (СУР-01 «Реном»), предназначенная для определения элементного состава вещества. Принцип работы рентгенофлуоресцентного спектрометра заключается в возбуждении рентгеновской трубкой характеристического излучения атомов определяемых элементов и регистрации этого вторичного флуоресцентного излучения полупроводниковым детектором. Целью данной задачи является ознакомление студентов с основами методов качественного, полуколичественного и количественного рентгеновского флуоресцентного анализа и определение элементного состава многокомпонентных образцов.

Метод рентгеновского флуоресцентного анализа основан на однозначном соответствии спектра рентгеновского флуоресцентного излучения излучающим его атомам (элементам), а также зависимости интенсивности рентгеновской флуоресценции от концентрации атомов в образце. Измерение энергетического спектра, его расшифровка и идентификация, а также измерение относительных интенсивностей спектральных линий – позволяет обнаружить и оценить относительное содержание элементов, входящих в состав образцов. Регистрируемый спектр образца обрабатывается спектрометрическим многоканальным анализатором. Программа обработки позволяет автоматически идентифицировать линии излучения элементов и вычислить площади этих линий. Для выполнения работы студент получает несколько образцов, помещенные в специальные кюветы. Перед ним ставится конкретная задача определения элементного состава многокомпонентных образцов.

Обработка результатов, полученных в процессе съемки рентгенофлуоресцентных спектров исследуемых образцов с целью проведения рентгенофлуоресцентного анализа и определения элементного состава исследуемых образцов, проводится с помощью программы SmartXRF. Программа SmartXRF разработана для энергодисперсионных рентгеноспектральных анализаторов. СУР-01 «Реном» совместно с программой SmartXRF позволяет проводить качественный и количественный анализ химических элементов от Na до U^{92} в диапазоне концентраций от ppm до 100%. Для вычисления концентрации используются методы регрессии, фундаментальных параметров и альфа-коррекции.

Для успешного выполнения задачи рентгеновского флуоресцентного анализа авторами написано описание, содержащее 4 раздела, предназначенные для ознакомления с теоретическими основами методов рентгеновского флуоресцентного анализа, с устройством и принципом работы современного универсального рентгеновского спектрометра «Реном» и его характеристиками. Кроме того, дано описание программы SmartXRF для обработки полученных рентгенофлуоресцентных спектров, а также последовательность действий при выполнении работы и обработке результатов измерений. Даются рекомендации по оформлению работы. Подготовленное описание предназначено для студентов высших учебных заведений и имеет цель ознакомить студентов старших курсов с основами качественного и количественного рентгеновского флуоресцентного анализа.

Предлагаемая работа помогает студентам овладеть основными методами экспериментальных исследований с помощью получения и обработки рентгенофлуоресцентных спектров на примере работы с современным универсальным портативным рентгеновским спектрометром СУР-01 «Реном».

В ходе выполнения работы студенты приобретают опыт:

- получения рентгенофлуоресцентных спектров,
- управления современным рентгеновским спектрометром,
- обработки полученных данных.

СПЕЦИАЛЬНЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ "МЕССБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ"

Профессор *Русаков В.С.*, ассистент *Губайдулина Т.В.*

Специальный физический практикум на физическом факультете МГУ является неотъемлемой частью обучения студентов старших курсов. Целью практикума является ознакомление студентов с различными методами экспериментальных исследований и получение навыков работы на современной физической аппаратуре.

Мессбауэровская спектроскопия – эффективный метод исследования локальных атомной, электронной и магнитной структур вещества, находящегося в твердом агрегатном состоянии. Данный метод основан на использовании эффекта Мессбауэра – явлении резонансного поглощения или испускания γ -квантов ядрами атомов в твердом теле без потери энергии на отдачу. Основным достоинством мессбауэровской спектроскопии является ее рекордная разрешающая способность по энергии вследствие малой естественной ширины линии мессбауэровского излучения ($\sim 10^{-8} \div 10^{-10}$ эВ). Уникальная информативность мессбауэровской спектроскопии, относительная простота эксперимента и разработанные тео-

ретические основы обусловили широкое применение этого метода для исследований в физике и химии твердого тела, ядерной физике, геологии и археологии, аналитической химии, биологии и др. Мессбауэровская спектроскопия используется для изучения металлов, сплавов, твердых растворов, включая вопросы исследования фазового состава, дефектности, фазовых переходов и упорядочения.

Специальный физический практикум "Мессбауэровская спектроскопия", созданный на кафедре общей физики физического факультета МГУ, предназначен для студентов старших курсов. Целью данного практикума является изучение принципов работы мессбауэровского спектрометра MS-1104Em, измерение мессбауэровских спектров на ядрах ^{57}Fe и получение практических навыков обработки и анализа экспериментальных данных на базе оригинального программного комплекса MSTools.

Данный практикум включает в себя четыре задачи:

1. Измерение и обработка калибровочного спектра $\alpha\text{-Fe}$;
2. Исследование сверхтонких взаимодействий ядер ^{57}Fe в магнетите Fe_3O_4 ;
3. Определение валентного состояния атомов ^{57}Fe в гранате-цирконолите;
4. Восстановление распределения квадрупольных смещений в мессбауэровском спектре силикатного стекла.

Таким образом, при выполнении задач практикума исследуются различные по своей природе физические объекты (оксид, минерал, стекло) и осваиваются различные методы обработки мессбауэровских спектров (модельная расшифровка, восстановление распределения сверхтонких параметров).

Калибровка спектрометра является неотъемлемой частью любых мессбауэровских измерений, поэтому в одной из задач практикума студентам предлагается измерить и проанализировать калибровочный спектр одного из самых распространенных эталонов – $\alpha\text{-Fe}$ (задача №1). Для обработки полученного мессбауэровского спектра используются программы PREP-SPEC и SPECTR программного комплекса MSTools. Полученные результаты используются далее для калибровки спектров в других задачах практикума.

Исследование сверхтонких взаимодействий ядер ^{57}Fe проводится на примере образца манганита (задача №2). Студентам предлагается провести кристаллохимическую идентификацию обнаруженных парциальных спектров ^{57}Fe , то есть определить валентное и структурное состояние атомов ^{57}Fe в исследуемом манганите, используя сравнение экспериментальных значений параметров спектра с литературными данными.

В следующей задаче предлагается определить валентное состояние атомов железа в гранате-цирконолите – минерале сложного химического состава, в котором железо занимает несколько различных кристаллографических позиций (задача №3). Модельная расшифровка мессбауэровских спектров в задачах №2 и 3 осуществляется с помощью программы SpectrRelax программного комплекса MStools.

Задача №4 посвящена восстановлению распределения квадрупольных смещений в спектре силикатного стекла. Стекло – аморфная фаза, структура которой характеризуется отсутствием дальнего порядка. Поэтому мессбауэровский спектр стекла невозможно описать дискретным набором достаточно малого числа парциальных спектров. Для анализа таких спектров используют метод восстановления распределения сверхтонких параметров. В данной задаче обработка спектра осуществляется с помощью программы DISTRI программного комплекса MStools.

Для выполнения представленных задач практикума авторами было создано учебное пособие "Мессбауэровская спектроскопия". Пособие включает в себя четыре раздела, предназначенные для ознакомления студентов с теоретическими основами мессбауэровской спектроскопии, устройством и принципом работы мессбауэровского спектрометра MS-1104Em, включая программу управления спектрометром, а также с основными методами обработки и анализа экспериментальных мессбауэровских спектров. В практической части пособия приведено краткое описание предлагаемых для исследования образцов, порядок выполнения каждой конкретной задачи и рекомендации по оформлению результатов работы.

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И БАНКИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Зав. лабораторией *Варламов В.В.* (НИИЯФ МГУ),
профессор *Гончарова Н.Г.*, профессор *Ишханов Б.С.*

Цели учебного пособия, подготовленного для студентов 3 курса, приступающих к углубленному изучению физики ядра – с одной стороны, помочь студентам, уже ознакомленным с основами физики ядра в общем курсе, получить более глубокие знания в этой области физики, а с другой – познакомить их с современными электронными методами хранения и использования разнообразной ядерно-физической информации.

Первая цель достигается использованием учебного пособия на “специальном” семинаре по физике ядра. В пособие включены индивидуальные задания по получению целого ряда ядерных данных, таких как массы и энергии связи ядер, энергии отделения нуклонов и кластеров, спектры

состояний ядер, их спины, четности, изоспины, зарядовые и массовые радиусы и плотности, информация о форме ядер, сечениях ядерных реакции, распадам нестабильных ядер. Одновременно на основе простейших моделей ядра пособие знакомит с методами интерпретации ядерных характеристик. Итогом работы студентов должны также явиться навыки решения простых задач по темам курса. В пособие включены примеры решения таких задач с комментариями и список предлагаемых задач.

Поскольку объем экспериментальных данных по физике ядра чрезвычайно велик, вторая цель пособия достигается с помощью освоения методов извлечения информации о ядрах и ядерных реакциях из фондов банка ядерных данных Центра данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ. Эти банки данных ЦДФЭ – участника международной сети Центров ядерных данных МАГАТЭ – содержат самую точную и надежную информацию об атомных ядрах и ядерных реакциях, а созданные в ЦДФЭ мощные и гибкие поисковые системы позволяют организовать очень эффективное ее использование.

АТОМНЫЕ ЯДРА

Зав. лабораторией *Варламов В.В.* (НИИЯФ МГУ),
профессор *Ишханов Б.С.*, программист *Комаров С.Ю.* (НИИЯФ МГУ)

Для студентов, изучающих курс Общей ядерной физики, подготовлено учебное пособие, посвященное рассмотрению основных понятий физики атомного ядра. Основное внимание уделяется таким свойствам ядра как масса, спин и четность, энергия связи, энергии отделения от ядра нуклонов и ядер, энергии радиоактивных распадов, энергии и пороги реакций. Рассматриваются определения основных характеристик и способы их измерения. Даются основные представления о капельной и оболочечной моделях атомного ядра, явлении радиоактивности.

Процесс обучения студентов организован на основе использования возможностей ядерно-физических Интернет-ресурсов, созданных в Центре данных фотоядерных экспериментов (ЦДФЭ) НИИЯФ МГУ. Они представляют собой реляционные банки ядерно-физических данных, содержащих точную и надежную информацию, подготавливаемую в рамках международной сети Центров ядерных данных МАГАТЭ, участником которой является ЦДФЭ. Созданные в ЦДФЭ мощные и гибкие поисковые системы позволяют организовать очень эффективное ее использование самой разнообразной информации об атомных ядрах, ядерных реакциях и радиоактивных распадах.

Пособие содержит полную таблицу массово-энергетических характеристик всех известных к настоящему времени ядер с указанием мод распадов

тех из них, которые являются радиоактивными, что позволяет всем заинтересованным сотрудникам и студентам эффективно использовать эту информацию для решения широкого круга задач.

Кроме того, пособие включает в себя практический путеводитель по различным системам специально созданного в ЦДФЭ электронного интерактивного калькулятора, который на основе данных описанной свыше таблицы позволяет в режиме “on line” для любого ядра рассчитывать основные энергетические характеристики реакций и распадов:

- энергии связи и удельные энергии связи ядер;
- энергии отделения любого количества нуклонов и любых сочетаний ядер;
- энергии радиоактивных альфа- и бета-распадов;
- энергии и энергетические пороги любых ядерных реакций (включая реакцию деления).

Полученные в результате обработки сформированных запросов данные представляются пользователю, как в табличном, так и в графическом виде. При включении в поисковое предписание нескольких ядер, получаемые зависимости искомых параметров от заряда Z , числа нейтронов N или атомного числа A ядра позволяют в очень наглядном виде проследить соотношение искомых параметров в различных изотопах и изотонах, в частности наблюдать проявление характерных нерегулярностей в области ядер, у которых значения Z и N оказываются близкими к известным магическим числам.

САЙТ "ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ИНТЕРНЕТЕ". АНАЛИЗ СТАТИСТИКИ ПОСЕЩЕНИЙ

Доцент *Кэбин Э.И.*

Сайт "Ядерная физика в Интернете" (nuclphys.sinp.msu.ru) был создан в 2000 г. Основная предполагаемая аудитория сайта – студенты, аспиранты и преподаватели высшей школы. Часть материалов доступна и более широким кругам читателей, в частности школьникам старших классов.

Статистика посещений отслеживается с ноября 2000 г. с помощью счетчиков mail.ru. В феврале 2005 г. были также установлены счетчики Рамблера. Статистики mail.ru и Рамблера удовлетворительно коррелируют. До марта 2010 г. счетчики (~30 счетчиков) стояли только на головной странице сайта и на головных страницах отдельных его разделов. Всего на сайте более тысячи текстовых файлов. На рис. 1 показана динамика посещаемости сайта по учебным годам.

На рис. 2 показана статистика посещаемости сайта по месяцам. Максимумы в распределении соответствуют зимней и весенней сессиям.

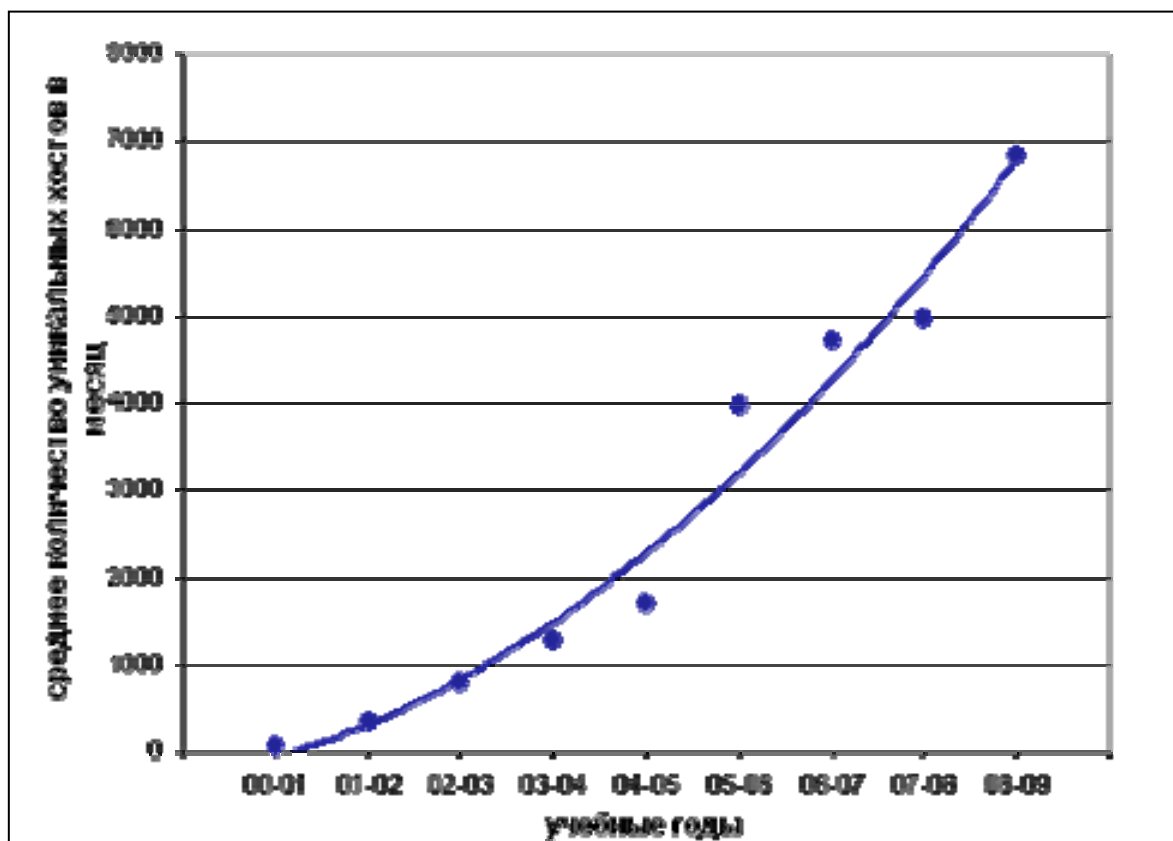
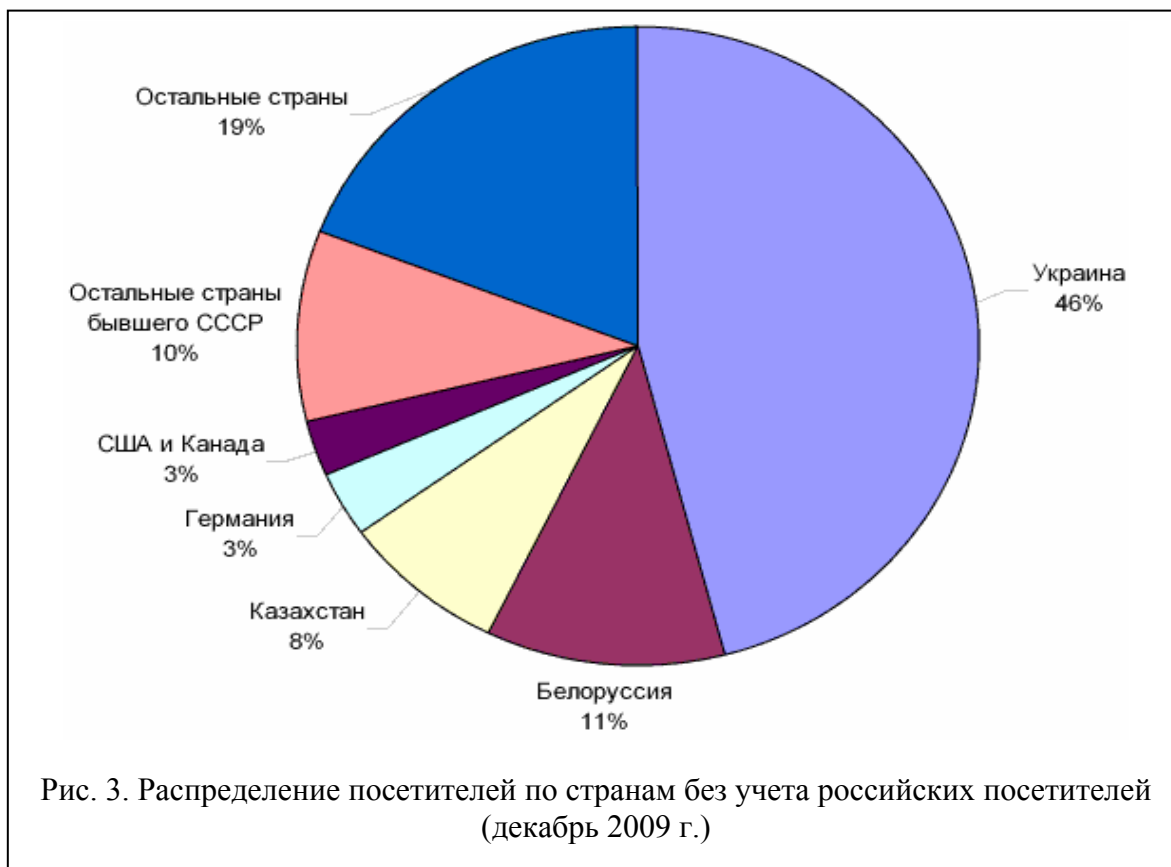


Рис. 1. Динамика посещаемости сайта по учебным годам



Рис. 2. Статистика посещаемости сайта по месяцам

Доля российских посетителей составляет 70%, суммарная доля стран бывшего СССР – 92% (данные на декабрь 2009 г.). На рис. 3 показано распределение посетителей по странам без учета российских посетителей.



Среди российских посетителей доля Москвы и Московской области составляет 40%. География по России среди остальных посетителей показана на рис.4.

Распределения посетителей сайта "общего назначения" (например mail.ru) и сайта "Ядерная физика в Интернете" по возрастам заметно отличаются. Доля молодежи среди посетителей для последнего заметно выше (см. рис. 5)

Больше половины посетителей выходят на сайт непосредственно (см. рис. 6). Около 40% с поисковых серверов. Наиболее популярные запросы "радиация", "радиационная экология" и т. п. (около 13% всех запросов в феврале 2010 г.). На сайте сформировалась большая коллекция изображений физиков (более 300). Около 10% всех заходов с поисковых машин идут через специализированные средства поиска, таких как images.google.**, images.yandex.**, images.search.yahoo.com, ru.images.search. yahoo.com, obrazky.cz.

Наибольшей популярностью в декабре 2009 г. пользовались разделы: "Шпаргалка для отличника", где весь учебный материал по общему курсу "Физика атомного ядра и частиц" содержится в приблизительно двухстах отдельных файлах – ~17% всех зарегистрированных заходов, "Физика ядра и

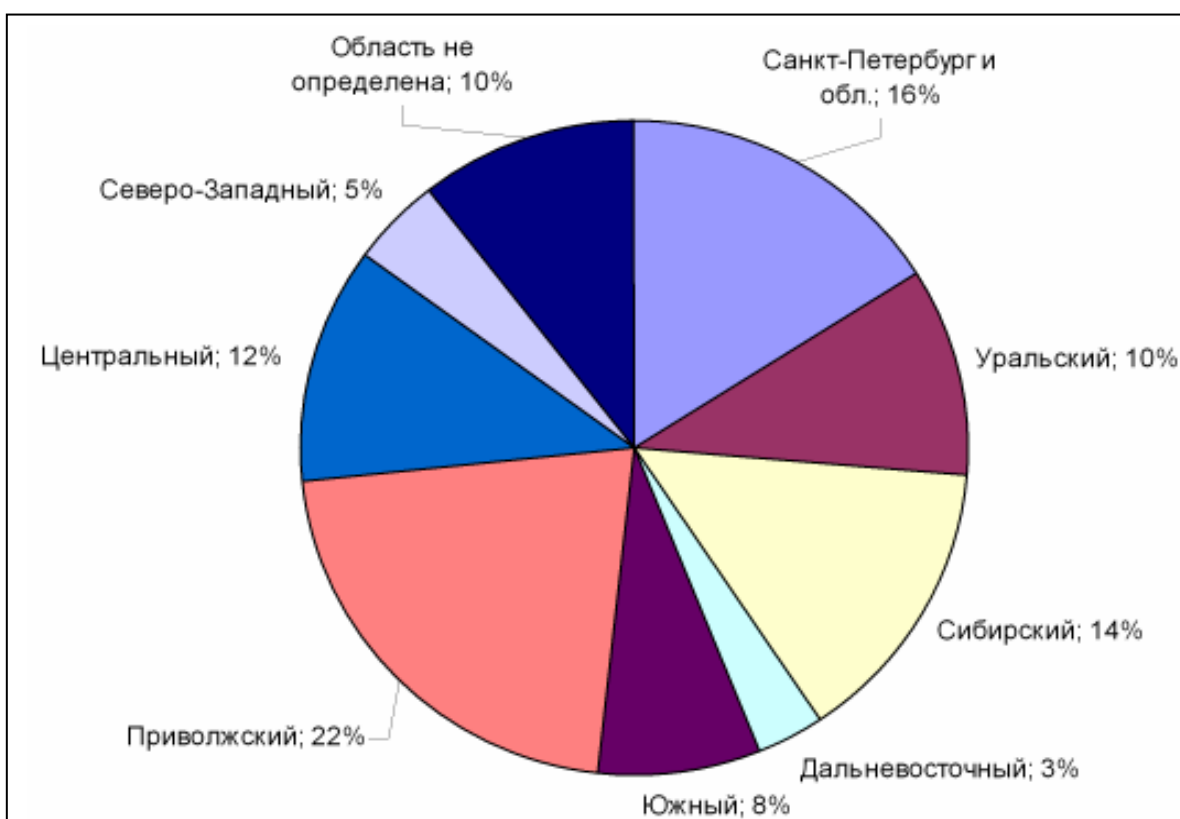


Рис. 4. Распределение посетителей по административным округам за вычетом Москвы и Московской области (декабрь 2009 г.)

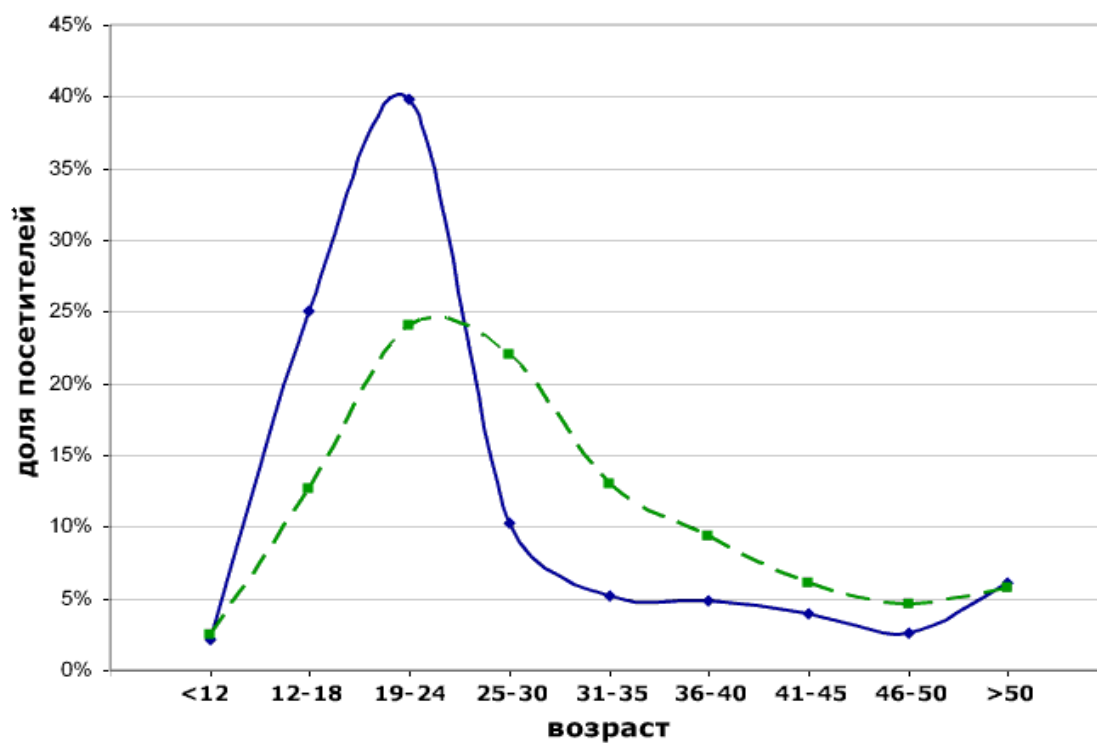


Рис. 5. Распределение посетителей сайтов "Ядерная физика в Интернете" (—) и mail.ru (---) по возрастным группам.

частиц. XX век" – обзор, дающий общее представление о предмете – ~4% всех заходов, "Радиация" – ~4% всех заходов, слайды к лекциям по общему курсу – ~3% всех заходов, "Фотографии физиков" – ~3% всех заходов.

В марте 2010 г. счетчики были поставлены на большинство страниц сайта, что повысило число регистрируемых уникальных хостов более чем в два раза.

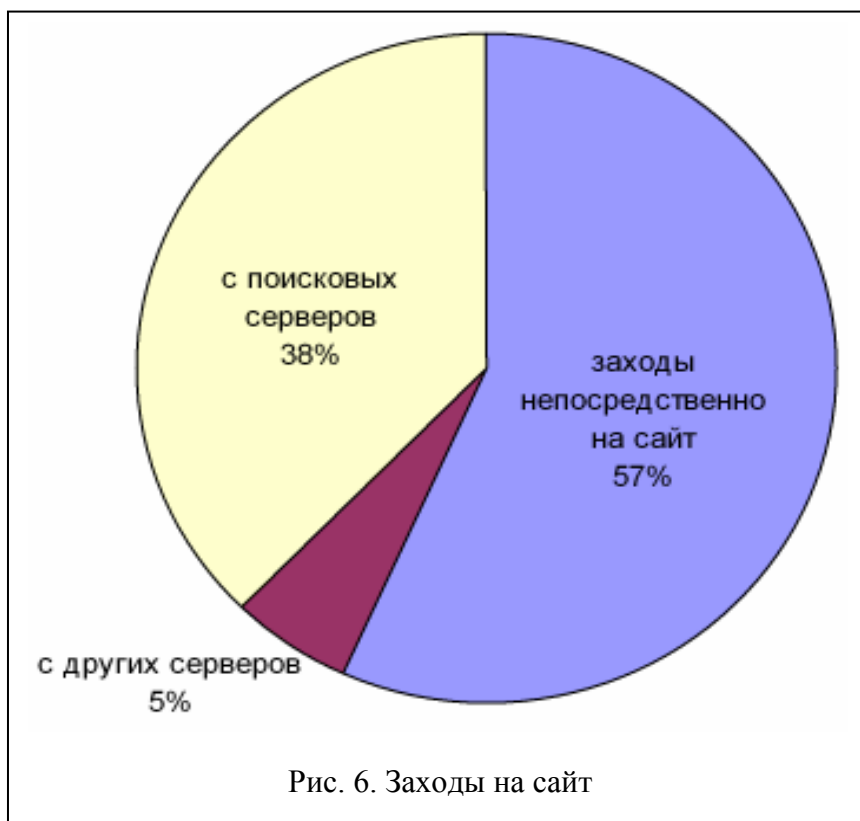


Рис. 6. Заходы на сайт

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ ТРЕНИРОВОЧНЫХ И ДИАГНОСТИЧЕСКИХ РАБОТ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ ШКОЛЬНИКОВ 10-х – 11-х КЛАССОВ К СДАЧЕ ЕГЭ ПО ФИЗИКЕ

Ст.препод. Вишнякова Е.А., доцент Зинковский В.И.,
доцент Лукашёва Е.В., профессор Макаров В.А., доцент Семёнов М.В.,
профессор Черепецкая Е.Б., ст.препод. Якута А.А.,
ст.науч.сотр. Якута Е.В.

В настоящее время Единый государственный экзамен является основной формой контроля объема и уровня знаний выпускников общеобразовательной школы. В связи с этим все большее значение приобретает создание новых учебных пособий, приемов и методов, направленных на подготовку учащихся к успешной сдаче испытаний ЕГЭ по различным предметам, в частности – по физике. К этой работе все чаще привлекаются преподаватели и сотрудники высшей школы и Российской академии образования, имеющие опыт работы со школьниками и абитуриентами, в том числе – из Московского университета, как ведущего вуза страны. Ими за последние годы создан ряд учебных и методических материалов

для подготовки к ЕГЭ по физике, которые пользуются заслуженной популярностью среди выпускников школ и абитуриентов [1 – 7]. Особое место в ряду необходимых для подготовки к ЕГЭ учебных материалов занимают тренировочные и диагностические работы, предназначенные для контроля хода подготовки учащихся к ЕГЭ, степени усвоения ими изученного материала, выявления слабых мест в подготовке. Набор таких материалов различного уровня трудности был разработан авторами настоящего доклада.

Разработанные материалы предназначены для учеников 10-х–11-х классов и оформлены в виде контрольных работ двух типов: тренировочных и диагностических. Работы для 10-го класса включают в себя 20 заданий, тематика которых находится в рамках тем курса физики, изученных десятиклассниками к концу учебного года. В эти работы включены только задания с выбором варианта ответа (типа А) и задания с кратким ответом (типа В). Работы для 11-го класса представляют собой полный прототип реального задания ЕГЭ по физике, и включают в себя 36 заданий – 25 типа А, 5 типа В и 6 с развернутым ответом (типа С). Тематика этих заданий охватывает весь школьный курс физики. Тренировочные работы состоят из заданий более высокого уровня трудности, поскольку предназначены для тренировки учащихся и создания у них дополнительной мотивации и стимулов к более глубокому освоению курса физики. Диагностические работы по уровню трудности более приближены к заданиям реального варианта ЕГЭ по физике. Разработанные тренировочные и диагностические работы использовались для подготовки школьников к ЕГЭ по физике и для мониторинга готовности учащихся к сдаче ЕГЭ в г. Москве и в ряде регионов РФ. Результаты диагностики учеников 11-го класса по г. Москве в настоящее время не обобщены в связи с тем, что завершение процесса мониторинга запланировано на май 2010 года. Представление о результатах диагностики можно получить, рассмотрев итоги апробации диагностических работ на выборке из учащихся нескольких регионов РФ.

Разработанные диагностические материалы были апробированы на выборке, включавшей в себя 150 учеников 10-х–11-х классов, изучающих физику на профильном уровне и целенаправленно готовящихся к поступлению в технические вузы. На выполнение работы отводилось 90 минут. Школьники, решавшие задания диагностической работы, проживали в четырех различных регионах РФ: в г. Москве, Московской области, Курской области и Республике Карелия. Все они обучались в различных школах, у разных учителей, и планировали поступать в разные технические вузы, находящиеся как в Москве, так и в других регионах. Таким образом, использовавшаяся выборка учащихся может рассматриваться как практически случайный срез целевой аудитории школьников (т.е. тех

старшеклассников, которые целенаправленно изучают физику в школе и вне школы с целью успешной сдачи ЕГЭ по физике для дальнейшего поступления в вуз технического профиля).

Предлагавшаяся учащимся диагностическая работа состояла из двадцати заданий: первые 15 – типа А, последние 5 – типа В. Каждое из двадцати заданий оценивалось в 1 балл. При проверке работ использовались следующие критерии выставления оценок: «5» – более 90% решенных задач (19 – 20 баллов); «4» – от 70% до 90% (включительно) решенных задач (15 – 18 баллов); «3» – от 45% до 70% (включительно) решенных задач (10 – 14 баллов); «2» – до 45% (включительно) решенных задач (0 – 9 баллов).

Проверка выполненных учащимися заданий диагностической работы дала распределение оценок, показанное на рисунке 1. Под столбцами диаграммы приведена оценка, а над столбцами указан процент учащихся, получивших эту оценку. Из диаграммы следует, что положительную оценку получили более 2/3 (71%) учащихся, из них примерно 1/3 часть показали хорошее или отличное знание материала.

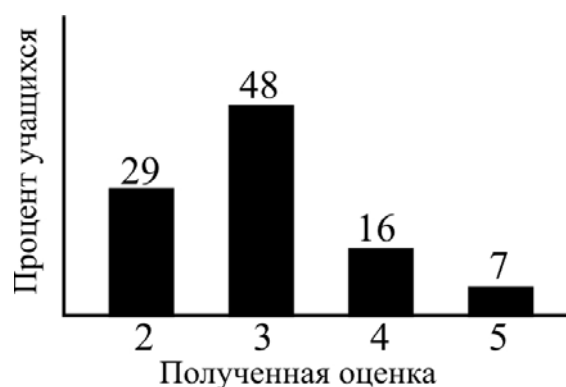


Рис. 1.

Более полное представление о распределении набранных учащимися баллов можно получить из диаграммы, представленной на рисунке 2 (под столбцами указаны баллы, а возле вертикальной оси – количество набравших их учащихся).



Рис. 2.

Значительный интерес представляет анализ степени выполняемости заданий мониторинговой работы. Диаграмма, отражающая этот показа-

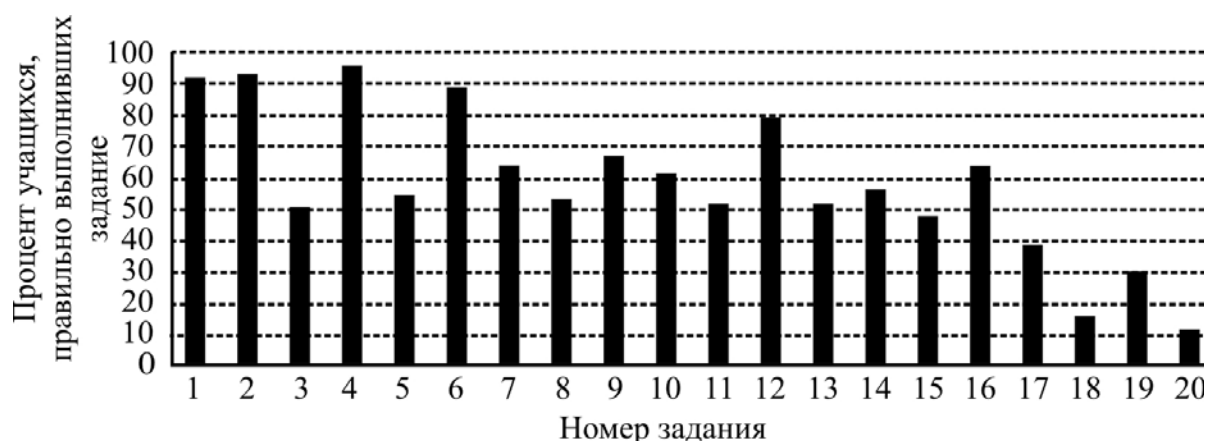


Рис. 3.

тель, приведена на рисунке 3 (под столбцами указан номер задания, а возле вертикальной оси – процент правильно выполнивших задания учащихся). Диаграмма построена с учетом всех учащихся, выполнявших мониторинговую работу (в том числе, тех, кто не приступал к решению тех или иных заданий).

Следует отметить, что учащиеся, выполнявшие мониторинговую работу, как правило, пытались решать далеко не все предлагавшиеся им задачи. На рисунке 4 показано количество учащихся, не приступавших к выполнению заданий мониторинговой работы (под столбцами указан номер задания, а возле вертикальной оси – количество учащихся, которые не выполняли данное задание). Из диаграммы видно, что наибольшие трудности у учащихся вызвали задания с кратким ответом – к их решению не приступали от 1/3 до 2/3 школьников, причем задания 18, 19

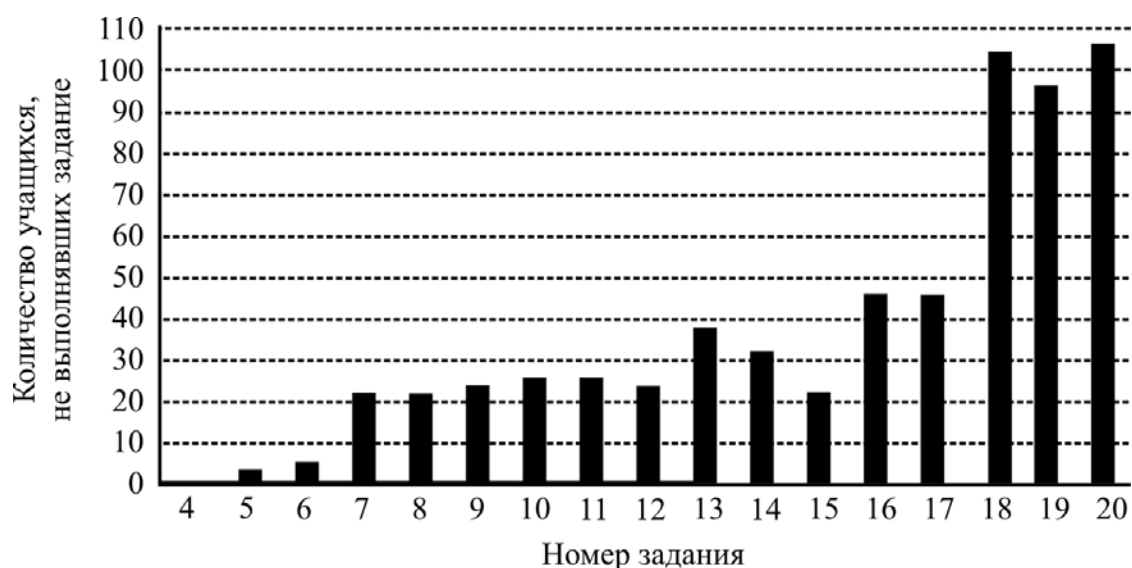


Рис. 4.

и 20 вызвали непреодолимые затруднения у абсолютного большинства тестируемых.

Поскольку, как следует из рисунка 4, количество учащихся, которые не выполняли то или иное задание, может быть довольно большим, то возникает вопрос: на сколько возрастет степень выполняемости заданий мониторинговой работы, если вычислять процент учащихся, успешно справившихся с данным заданием, не от общего числа тестируемых школьников, а лишь от тех, кто пытался выполнить данное задание и дал какой-либо ответ. Диаграмма, которая отражает данный показатель, приведена на рисунке 5 (под столбцами указан номер задания, а возле вертикальной оси – процент правильно выполнивших задания учащихся). Столбцы диаграммы построены с учетом только тех учащихся, которые выполняли данное задание мониторинговой работы. Из диаграммы видно, что исключение из общего перечня участников, не приступавших к решению тех или иных заданий, существенно (от 15% до 35%) повышает процент выполняемости заданий с кратким ответом, но практически не увеличивает процент выполняемости заданий с выбором ответа. Это свидетельствует о том, что к решению этих заданий приступали только те учащиеся, которые хорошо знают соответствующий материал, в то время как к решению заданий с выбором ответа приступали как учащиеся, знающие материал, так и школьники, лишь думающие, что его знают.

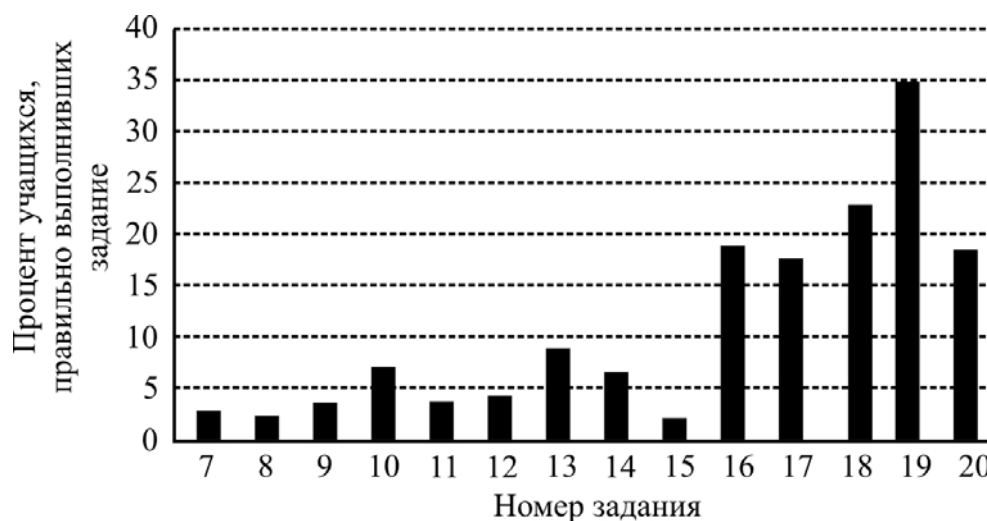


Рис. 5.

Итогом данной работы, которая в настоящее время активно продолжается, должно явиться создание разновидности педагогического инструментария, предназначенного для контроля хода подготовки учащихся к сдаче ЕГЭ по физике. Авторы надеются, что результатами этой работы сможет

воспользоваться большое число старшеклассников, желающих в будущем стать студентами как естественных факультетов МГУ и других классических университетов, так и различных технических вузов страны.

Литература

1. Курс школьной физики. Пособие по подготовке к ЕГЭ / А. И. Черноуцан, М.: Физматлит, 2008.
2. ЕГЭ – 2008. Физика. Тренировочные задания / А. А. Фадеева. – М.: Эксмо, 2008.
3. ЕГЭ – 2009. Физика: сборник экзаменационных заданий. Федеральный банк экзаменационных материалов / ФИПИ. Авторы составители: М. Ю. Демидова, И. И. Нурминский – М.: Эксмо, 2008.
4. Единый государственный экзамен 2009. Физика. Универсальные материалы для подготовки учащихся / ФИПИ. Авторы составители: М. Ю. Демидова, Г. Г. Никифоров, В. А. Орлов, Н. К. Ханнанов – М.: Интеллект–Центр, 2009.
5. Николаев В.И., Шипилин А.М. ЕГЭ-2009. Физика: Тренировочный персональный комплект экзаменационных материалов (серия «Рекомендовано ФИПИ! Сдаем ЕГЭ без проблем.») – М.: Астрель, 2008.
6. Самое полное издание типовых вариантов реальных заданий ЕГЭ. 2009. Физика / ФИПИ. Авторы составители: А.В. Берков, В.А. Грибов – М.: Астрель, 2009.
7. Вишнякова Е.А., Макаров В.А., Семенов М.В., Черепецкая Е.Б., Чесноков С.С., Якута А.А. Отличник ЕГЭ. Физика. Решение сложных задач./ Под ред. В.А. Макарова, М.В. Семёнова, А.А. Якуты; ФИПИ. – М.: Интеллект–Центр, 2010.

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
профессор В.И.Трухин, профессор В.Е.Куницын,
профессор К.В.Показеев

САМООБРАЩЕНИЕ ТЕРМОНАМАГНИЧЕННОСТИ В ШПИНЕЛИДАХ
КИМБЕРЛИТОВ

Профессор *Максимочкин В.И.*, профессор *Трухин В.И.*,
ст.научн.сотруд. *Жиляева В.И.*, студентка *Хахалова Е.А.*

В настоящее время рассматриваются две причины обратной намагниченности горных пород, инверсии геомагнитного поля и самообращение термонамагнитности [1, 2].

Экспериментальное моделирование термонамагнитности уже выявило самообращение термоостаточной намагниченности у горных пород континентов и дна океанов [3]. Однако, до сих пор остается открытым вопрос, насколько велико распространение явления самообращения I_n в природе и в каких ферришпинелидах оно имеет место.

Самообращение TRM было обнаружено у многих природных ферримагнетиков – промежуточных членов изоморфных рядов разного состава. Область температур, в которой наблюдался спад термоостаточной намагниченности вместо роста при моделировании термонамагнитности, различна и определяется особенностями состава шпинелидов. Сравнение этих температурных интервалов уже проводилось ранее [4]: у магнетиального титаномagnetита в области 250-300°C, у хромшпинелида (ишкулит) в области 350-400°C, у магномагнетита в области 440-460°C). В искусственном феррите ($FeCoCr_2O_4$) также наблюдалось аномальное поведение магнитных свойств [5].

Полное самообращение TRM было обнаружено нами в кимберлитах Якутии, содержащих пикроильмениты [6]. В кимберлитах Архангельской алмазодобывающей провинции и Ботсваны (Африка), содержащих хромшпинелиды, выявлено частичное самообращение TRM [7, 8]. Так, в образцах кимберлитовой брекчии Кепинской группы непродуктивных диатрем было обнаружено аномальное поведение TRM. Независимо от того, при какой температуре отключалось намагничивающее поле ($H = 0,1$ мТл) в процессе охлаждения образца от T_c , спад величины намагниченности $pTRM$ начинался при достижении определенной температуры в области 225-250°C. Магнетизм этих образцов определяется шпинелидами титаномagnetитового ряда, образование которого происходит при более низких термодинамических параметрах среды кристаллизации по сравнению с ранними хромшпинелидами из связующей массы кимберлитовых пород [7].

Для того, чтобы понять, какой из ферримагнетиков ответственен за самообращение TRM в алмазодобывающих кимберлитах, имеет смысл обратиться к результатам экспериментального моделирования TRM в ишкулите, поскольку аномальное поведение TRM наблюдалось у таких кимберлитов в области 400°C, как и в ишкулите [9]. Согласно [9] рассчитанная точка Кю-

ри состава, у которого величины магнитных моментов подрешеток уравновешиваются ($I_{SA} = I_{SB}$), равна $T_c^* = 404^\circ\text{C}$. В исходном естественном состоянии в ишкулите были обнаружены структуры распада твердого раствора $(\text{Fe, Mg})_3\text{O}_4 - \text{FeCr}_2\text{O}_4$ (Cr_2O_3 до 12 вес.%, MgO до 1,3 вес.%). Аномальный эффект TRM достигался после нагрева образца до 650°C и временной выдержки. При этом происходила регомогенизация структуры распада. На это указывало снижение величин постоянной магнитной вязкости (S_v) и остаточной коэрцитивной силы (H_{cr}). На температурных кривах намагниченности при нагреве образца в слабом магнитном поле появлялся перегиб в области 400°C .

При исследовании магнитных свойств кимберлитов Ботсваны в образцах из трубки AK06 (kv47 и kv49) был обнаружен наиболее яркий аномальный эффект TRM (рис. 1а). Как видно, снижение I_T при охлаждении образцов наблюдалось в области 400°C , как и в ишкулите. На зависимости магнитной восприимчивости от температуры $k(T)$ (рис 2) четко выявились две фазы с точками Кюри ($T_{c1} \sim 350-420^\circ\text{C}$, $T_{c2} \sim 550-570^\circ\text{C}$). Электронно-зондовым анализом, проведенным на кафедре минералогии геологического факультета МГУ, в некоторых зернах были выявлены структуры распада твердого раствора, подобные наблюдавшимся ранее [9] в ишкулите.

Электронно-зондовый анализ также показал, что высокоалмазоносные кимберлиты Ботсваны содержат зерна хромшпинелидов разного состава. Аномальный эффект поведения pTRM наблюдался на образцах (kv47, kv50), в ферримагнитных зернах хромшпинелидов которых величина минала Fe_3O_4 имела разброс от 0,4 до 0,65. Причем наибольший разброс величин миналов как Fe_3O_4 , так и FeCr_2O_4 имел место у образца kv50, у которого аномальный эффект TRM наблюдался в более низкотемпературной области ($T < 100^\circ\text{C}$) (рис. 1б). На образцах с высоким миналом Fe_3O_4 (0,7-0,75) (kv44), и на образцах с низким миналом Fe_3O_4 (0,2-0,4) (кимберлит kv37 из слабоалмазоносной трубки) самообращение TRM не наблюдалось. Таким образом, было установлено, что аномальное поведение TRM кимберлитов Ботсваны обусловлено наличием в ферримагнитной фракции хромшпинелидов определенного состава.

Однако, в отличие от ишкулита хромшпинелид высокоалмазоносных кимберлитов (обр. kv47, kv50), согласно микрозондовому анализу, содержит кроме хрома и магния титан и, вероятно, относится к более сложной изоморфной серии твердых растворов [10].

Дальнейшие исследования термонамагниченности, особенно в области температур ниже комнатной, позволят расширить представления о влиянии ионов хрома на кристаллическую решетку шпинелида и о характере обменного взаимодействия в хромшпинелидах – спутниках алмазов [5].

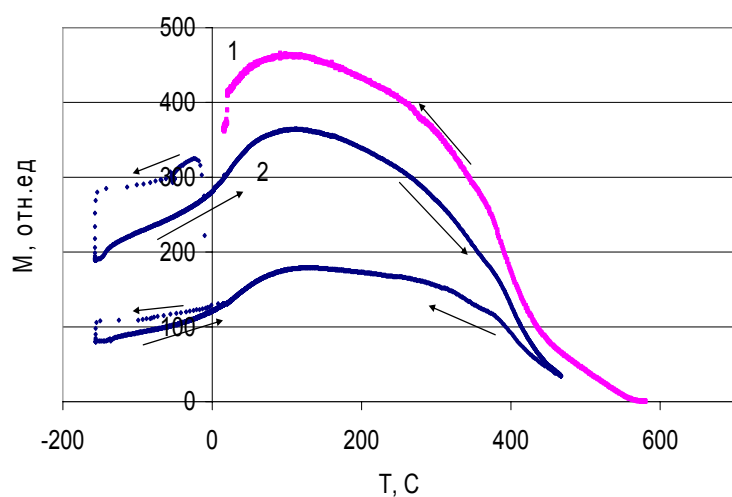
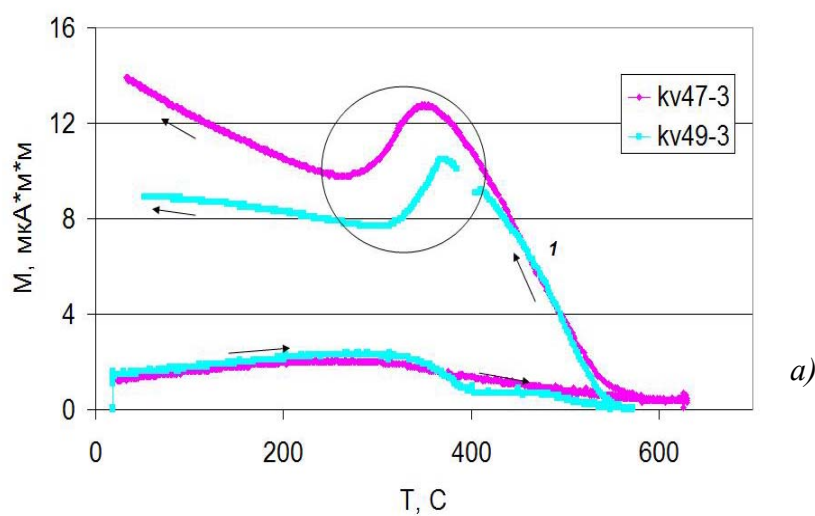


Рис.1а. Образование полной термоостаточной намагниченности оле 1 Э (кривые 1). Зависимость IrT от температуры в поле $H=0$ (кривые 2).

а) образцы kv47 и kv49.
б) образец kv50

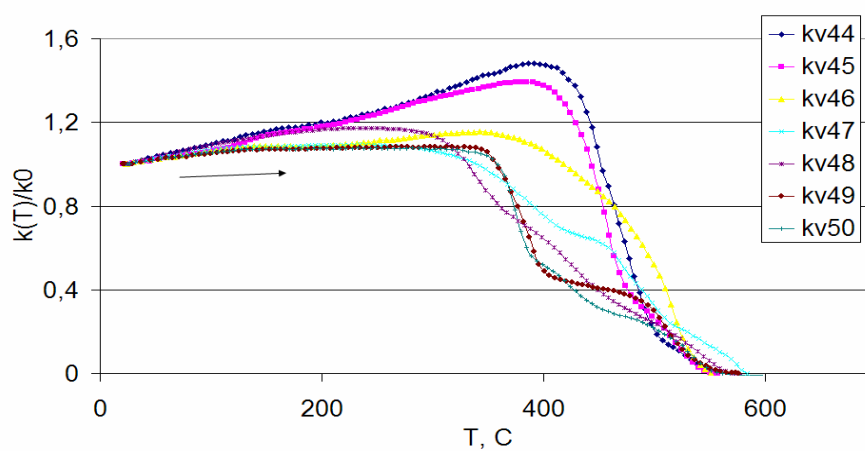


Рис. 2. Зависимость начальной магнитной восприимчивости от температуры образцов южного тела трубки АК06

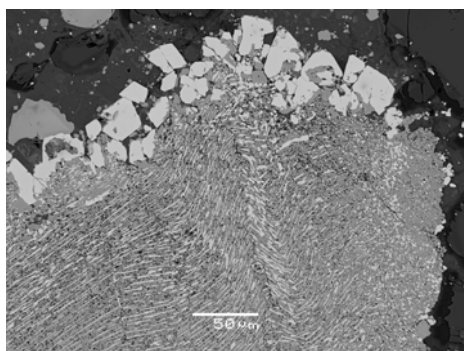


Рис. 3. Изображение зерна шпинелида образца kv50 южного тела трубки АК06, полученное с помощью электронного микроскопа

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 08-05-00623а

Литература

1. Трухин В.И. //Вестник МГУ. Физика.Астрономия.2005. №1. с. 65-73.
2. Трухин В.И. Максимочкин В.И.//Вестник МГУ. Физика.Астрономия.2008. №1.с.68-72.
3. Трухин В.И. Безаева Н.С.// УФН 2006. т.76.№5.с.507-535.
4. Жилыева В.И., Максимочкин В.И., Трухин В.И., Минина Ю.А. //Ломоносовские чтения. Сб. тезисов докл. М.МГУ. 2008 с. 202-205.
5. Белов К.П., Горяга А.Н., Аннаев и др. //ФТГ.1989. т.31, вып.5. с.117-122.
6. Трухин В.И., Жилыева В.И., Зинчук Н.Н.,Романов Н.Н. Магнетизм кимберлитов и траппов. М.МГУ. 1989.
7. Трухин В.И., Веричев Е.М., Гаранин В.К. и др.//Физика Земли 1991.№7 с.39-51.
8. Максимочкин В.И., Трухин В.И., Хахалова Е.А. //Ломоносовские чтения. Сб. тезисов докл. М.МГУ. 2009. с.221-225.
9. Барсанов Г.П., Жилыева В.А., Кудрявцева Г.П. //Вестник МГУ. Геология.1974.№11.с.99-105.
- 10.Кудрявцева Г.П. Ферримагнетизм природных оксидов. М.Недра.1988.

О ТЕРМИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ЗЕМЛИ

Профессор *Петрунин Г.И.*, аспирант *Луначик В.В.*

Говоря о термическом состоянии Земли, особое внимание следует уделить температуре плавления вещества недр T_m . Так, поскольку, согласно сейсмическим данным, мантия и внутреннее ядро находятся в эффективно твердом состоянии, T_m можно рассматривать как верхний предел возможных температур в соответствующих областях. Особо важно знание темпе-

ратуры плавления для объяснения природы слоя пониженных скоростей, граничных зон между внешним ядром и мантией с одной стороны и внешним ядром и внутренним ядром с другой стороны, где, возможно, происходит частичное или полное изменение агрегатного состояния вещества, стимулирующее эволюционные процессы в недрах Земли.

В работе [1] была оценена температура плавления вещества мантии, в том числе и на границе с ядром Земли. Расчет производился по формуле

$$T_m = \frac{1}{C^2} \frac{X_m^2 \bar{V}^2 \bar{M}}{R}, \quad (1)$$

с использованием данных сейсмических моделей PREM и ak135, где $C \approx 1.013$; $\bar{M}$ – средний атомный вес; $\bar{V}$ – средняя скорость акустических волн в веществе, которая находится из соотношения $\bar{V}^3 = 3V_p^3 V_s^3 / (2V_p^3 + V_s^3)$, V_p и V_s продольная и поперечная скорости упругих волн, соответственно; R – универсальная газовая постоянная; $X_m = \sqrt{\langle a^2 \rangle} / r$ – постоянная Линдемманна, или отношение среднеквадратичной амплитуды колебаний атомов к среднему расстоянию между атомами, при котором вещество плавится. Для вывода этой формулы использовались основные постулаты физики твердого тела, соотношение для температуры Дебая в акустическом приближении и гипотеза Линдемманна о начале плавления твердых тел, согласно которой вещество плавится, когда амплитуда колебаний атомов в решетке достигает строго определенной доли от параметра решетки [2]. Отличительной особенностью формулы (1) является то, что при расчетах, в отличие других подходов, не требуются реперные точки, а используются только данные сейсмических и минералогических моделей. Полученное таким образом значение температуры плавления вещества мантии на границе с ядром – 4400К (рис.1, кривая 1), вполне согласуется с современными представлениями о реальной температуре на этой границе [3] и экспериментальными исследованиями [4]. Кроме того, данный подход показал хорошие результаты и в верхней мантии, где с использованием более точных томографических моделей были найдены глубины залегания магматических очагов под континентами и океанами и, что особо важно, был подтвержден такой известный и широко употребляемый репер, как температура плавления лав первичных очагов вулканов – $T_{m100} = 1800\text{К}$ [5].

В то же время, при использовании данного подхода в граничной зоне между внешним и внутренним ядром, температура плавления вещества внутреннего ядра получается равной 2400К (Рис.1.1), что совершенно не согласуется с принятым значением реальной температуры на границе ядра и мантии. Так, поскольку полученная T_m ниже прогнозируемой

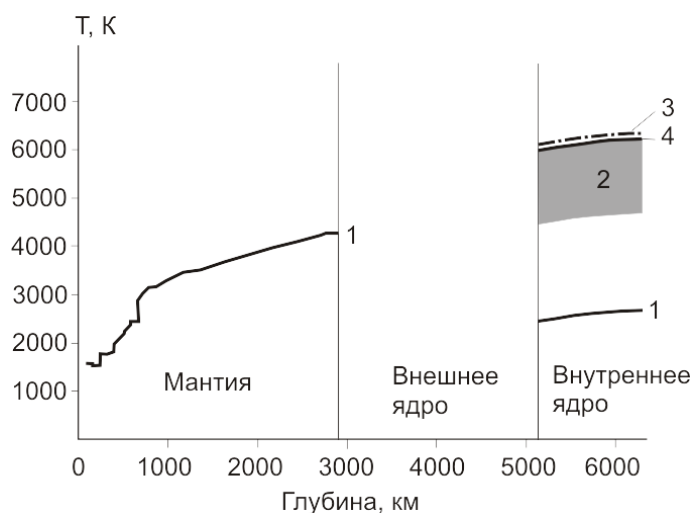


Рис. 1. Кривые температур плавления вещества мантии и внутреннего ядра Земли, полученные по формуле (1). Средняя скорость сейсмических волн рассчитывалась: 1-из PREM, 2-из диапазонов возможных значений других упругих параметров, 3-из отношения $V_p/V_s=2$, 4 – из зависимости отношения гидродинамической скорости звука к плотности от среднего атомного веса

температуры низов мантии (3500-3750 [3]), то это должно было бы означать уменьшение температуры в ядре, что физически совершенно невозможно. Такое низкое значение T_m полученное во внутреннем ядре, согласно формуле (1), объясняется, прежде всего, низкой сдвиговой скоростью упругих волн, фигурирующей в используемых сейсмических моделях $\bar{V}=3.4$ км/сек (T_m пропорциональна квадрату средней скорости звука, которая, в свою очередь, очень чувствительна к значению поперечной скорости V_s). Учитывая хорошую сходимость результатов, получаемых с по-

мощью данного подхода на протяжении всей мантии, можно поставить вопрос о недостаточной точности современных обобщенных сейсмических моделей (PREM, ak135) во внутреннем ядре Земли и, прежде всего, в оценке скорости поперечных волн.

Для расчета температуры плавления вещества внутреннего ядра Земли по формуле (1) нами предложены условно независимые от сейсмических моделей подходы в оценке поперечной скорости упругих волн. Так, используя известные формулы $\rho V_p^2 = K + \frac{4}{3}\mu$, $\rho V_s^2 = \mu$, и возможные интервалы значений продольной скорости, плотности, модуля сжатия во внутреннем ядре на границе с внешним, легко найти диапазон вероятных значений скорости поперечных волн на этой границе, а затем по формуле (1) определить интервал возможных температур плавления вещества внутреннего ядра Земли (Рис. 1.2).

Можно использовать и другие соотношения, связывающие упругие параметры. Так, известно, что отношение продольной скорости звука к поперечной, для большинства твердых тел при нормальных условиях и на протяжении всей мантии не превышает 2 (в то же время, согласно сейсмическим моделям, в твердом внутреннем ядре это отношение превышает 3). Если ограничиться этим отношением для нахождения V_s , то, полученная с

использованием такого подхода кривая температуры плавления вещества внутреннего ядра Земли будет иметь вид, представленный на Рис.1-3.

Еще один подход в определении поперечной скорости сейсмических волн во внутреннем ядре основан на обобщенном соотношении Берча, согласно которому отношение гидродинамической скорости звука $\Phi^{1/2} = (K_s/\rho)^{1/2}$, где K_s – адиабатический модуль сжатия, к плотности есть величина постоянная для твердых тел с одинаковым средним атомным ве-

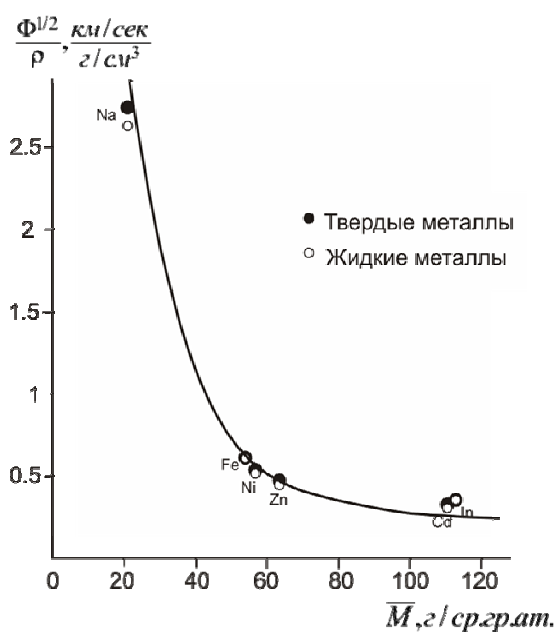


Рис. 2. Зависимость отношения гидродинамической скорости к плотности от среднего атомного веса для некоторых металлов [6]

сом [7]. В частности, для вещества мантии с $\bar{M} \approx 21$ г/ср.гр.ат. этот параметр постоянен в широком диапазоне термодинамических условий и совпадает со значением рассчитанным из экспериментальных данных, полученных при нормальных условиях. При увеличении среднего атомного веса, эксперимент дает уменьшение этого параметра по гиперболическому закону, что видно из Рис.2, где отложены данные по твердым и жидким металлам, в том числе и прогнозируемых как основные компоненты в составе вещества ядра (Fe, Ni). Предполагая сохранение вида этой зависимости во внутреннем ядре Земли, можно по среднему атомному весу определить в нем $\Phi^{1/2}/\rho$ а, следовательно, и среднюю скорость звука. Отметим, что согласно модели PREM (также как ak135) отношение $\Phi^{1/2}/\rho$ во внутреннем ядре получается равным 0,8. Как видно из Рис.2, этому значению соответствует средний атомный вес $\bar{M} \approx 48$ г/ср.гр.ат., что ни в коей мере не согласуется с современными представлениями о составе внутреннего ядра. В настоящее время считается, что внутреннее ядро представляет собой железо-никелевый сплав $\text{Fe}_{80}\text{Ni}_{20}$, т.е. $\bar{M} = 56,42$ г/ср.гр.ат.. Согласно Рис.2, этому значению среднего атомного веса соответствует $\Phi^{1/2}/\rho = 0,53 \frac{\text{км/сек}}{\text{г/см}^3}$. Используя более надежно определяемые

в сейсмических моделях значения модуля сжатия, из этого отношения легко можно найти плотность, а затем и поперечную скорость звука. На Рис.1-4 представлена кривая температур плавления вещества внутреннего ядра Земли, рассчитанная по формуле (1), где средняя скорость звука находилась таким способом.

Сопоставление данных по T_m , полученных из предложенных выше подходов, дает основание принять, как наиболее вероятное значение температуры плавления вещества внутреннего ядра $\sim 6000\text{K}$. В заключение, следует отметить, что полученное значение температуры плавления во внутреннем ядре на границе с внешним, является также реальной температурой на этой границе, поскольку велика вероятность продолжающейся в настоящее время кристаллизации внутреннего ядра, и его можно использовать в качестве реперной точки для построения геотермы, градиента температуры и теплоты плавления во внешнем и внутреннем ядре.

Литература

1. Петрунин Г.И., Лупачик В.В. // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2009. 4. С. 99
2. Lindemann F. // Phys. Z. 1910. 11. P. 609
3. Петрунин Г.И., Орлик Е.В. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. 12. С. 29
4. Zerr A., Boehler R. // Nature. 1994. 371. P. 506
5. Петрунин Г.И., Лупачик В.В., Шульгин А.А. // Физ. проблемы экологии. 2008. 15, С. 240
6. Ahrens, Tomas j., editor. Mineral physics and crystallography: a handbook of physical constants. 1995. P. 45-63
7. Anderson D.L., Anderson O. // J. Geophys. Res. 1970. 79. P. 3494

ОДНОФАЗНОЕ ОКИСЛЕНИЕ ТИТАНОНОМАГНЕТИТА И САМООБРАЩЕНИЕ ТЕРМОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Профессор Трухин В.И., профессор Максимочкин В.И.,
мл. науч. сотр. Минина Ю.А.

Геоманнитное поле (ГМП) играет огромную роль в жизни нашей планеты. Помимо главного геоманнитного поля (ГГМП) существует еще аномальное (локальное геоманнитное) поле (АГМП), вызванное намагниченными породами земной коры. Аномальное поле является объектом исследования методами геоманнитной разведки с целью разведки и поиска полезных ископаемых, а также изучения строения земной коры. Аномальные поля могут быть как положительными (направленными по ГМП), так и отрицательными, направленными против ГМП. [1, 2]

Наличие отрицательных геоманнитных аномалий в океане связано с существованием обратно (антипараллельно современному ГМП) намагниченных горных пород. Наличие горных пород, намагниченных антипарал-

лельно и в других направлениях, отличающихся от направления современного ГМП, привело ученых к выводу, что по направлению естественной остаточной намагниченности (NRM) горных пород различного геологического возраста можно изучать эволюцию ГМП.

Существование горных пород, намагниченных в противоположную сторону по отношению к современному ГМП, может быть обусловлено его инверсией в геологическом прошлом. В случае если инверсии ГМП реально происходили, то это должно было сильно влиять на экологию и эволюцию Земли. Во время инверсий ГМП может быть близко к нулю и магнитосфера, защищающая поверхность Земли от мощного потока радиации, практически исчезает. Эволюция Земли в такой ситуации должна быть не непрерывной, а прерывающейся.

В 1953г. Т. Нагата при лабораторном намагничивании горных пород получил TRM, ориентированную антипараллельно намагничивающему полю [3]. Это привело к альтернативной интерпретации появления обратно намагниченных горных пород: обратное намагничивание пород могло произойти в результате особых свойств магнитных минералов, способных намагничиваться при охлаждении антипараллельно намагничивающему полю (такой процесс называется «самообращением намагниченности» [3]).

В течение геологического времени даже при относительно небольших температурах происходит изменение химического состава минералов. Для ферритмагнитных минералов базальтов характерно однофазное, либо гетерофазное окисление. Как при этом меняется первоначально приобретенная намагниченность, изверженных горных пород остается до сих пор не совсем ясным. Она может увеличиваться или уменьшаться, либо даже изменить знак. Данная работа посвящена изучению влияния процесса окисления на самообращенную термонамагниченность.

В 2009 г. были проведены эксперименты по исследованию влияния окисления титаномagnetита океанских базальтов на явление самообращения TRM. Были отобраны образцы базальтов разлома Романш, на которых наблюдалось явление самообращения как парциальной термоостаточной намагниченности, так и полной TRM. На рис. 1 (кривая 1) показано самообращение PTRM, созданной в температурном интервале 320-300°C. При охлаждении точка компенсации (T_k) наблюдалась в районе 135°C. При последующем нагреве образца при $H=0$ до 290°C и его охлаждении в течение 1 часа, наблюдались обратимые изменения остаточной намагниченности. Временные выдержки образца без магнитного поля (в магнитном экране) в течение ~500 часов (рис. 2) приводили к уменьшению по абсолютной величине обращенной остаточной намагниченности измеренной при $T_{комн}$, т.е. к уменьшению степени обращенности PTRM примерно в 7 раз. При этом, как видно из рис.1, точка компенсации, т.е. температура перехода че-

рез ноль остаточной намагниченности после изотермической выдержки смещается в сторону меньших температур (кривые 2 и 3).

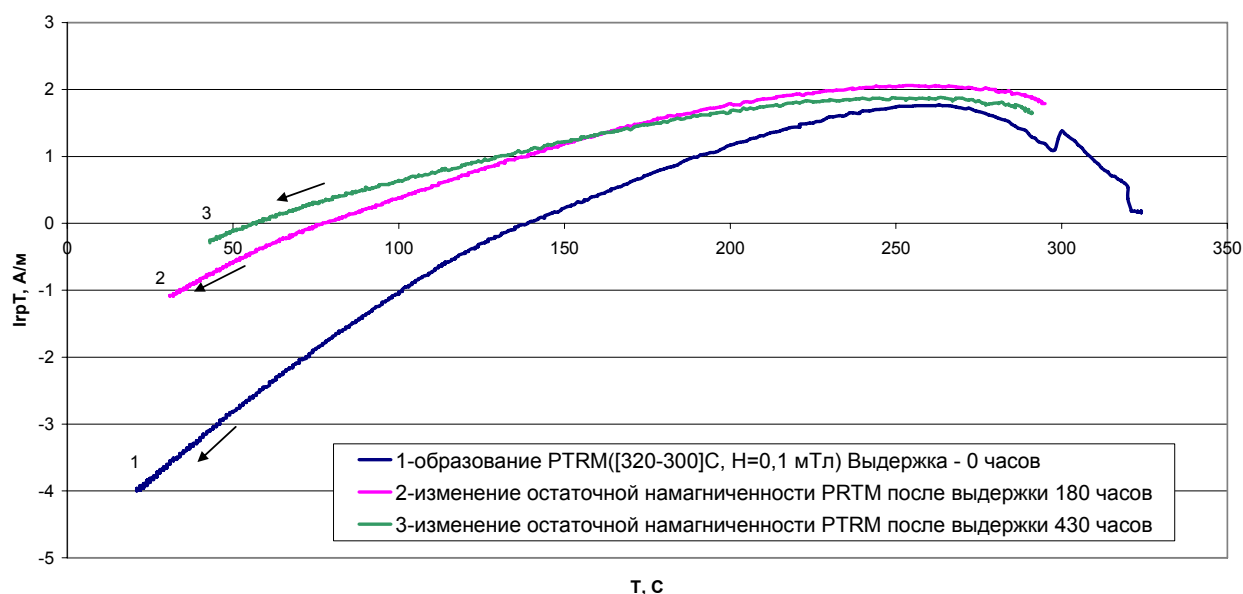


Рис. 1. Изменение остаточной намагниченности PTRM в зависимости от времени выдержки

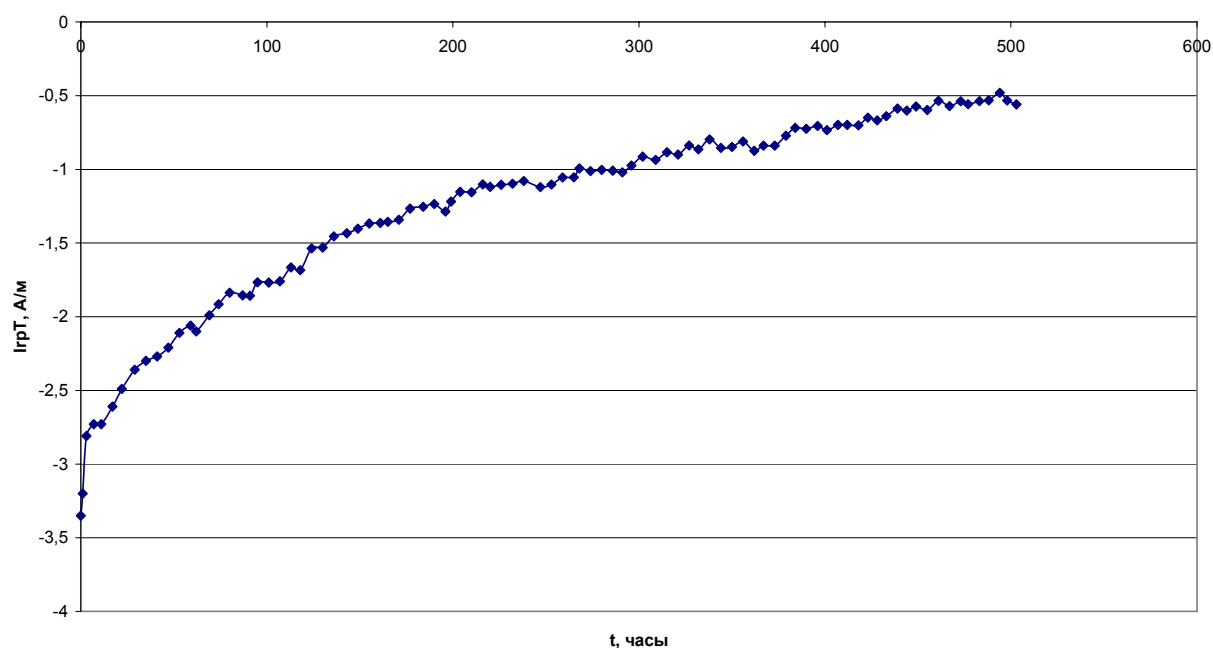


Рис. 2. Зависимость намагниченности PTRM ($T=[320-300]^{\circ}\text{C}$, $H=0,1\text{ мТл}$) от времени выдержки при $T=280^{\circ}\text{C}-290^{\circ}\text{C}$ в отсутствие поля, измеренной при комнатной температуре

По результатам данного исследования можно предположить, что за счет окисления титаномагнетитовых зерен в природных условиях со временем может произойти инверсия самообращенной термоостаточной намагниченности базальтов. Породы изливаются и медленно остывают, на-

ходясь, долгое время под влиянием $T < T_c$. Следовательно, если намагниченность изначально могла иметь отрицательное значение, то в результате протекания химических изменений в ферримагнитных минералах, I_n может перейти в область положительных значений, а явление самообращения в лаборатории может уже не наблюдаться. Вероятно, возможна также и обратная картина: за счет протекания химических реакций в ферримагнитных минералах остаточная намагниченность, образованная по направлению $H_{др}$ может претерпеть инверсию в счет смены знака разности спонтанной намагниченности подрешеток. Таким образом, естественная остаточная намагниченность горных пород может быть ложно проинтерпретирована как полученная в результате инверсии ГМП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 08-05-00623а.

Литература

1. Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М. «Мир» 1986, 527 с.
2. Яновский Б.М. Земной магнетизм. Изд. ЛГУ, 1978, 592 с
3. Нагата Т. Магнетизм горных пород. Изд. «Мир», Москва, 1965, 346 с.

РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ВЕКОВОГО ВОЗРАСТАНИЯ СРЕДНЕГО ГЛОБАЛЬНОГО УРОВНЯ ОКЕАНА И ВЕКОВЫХ ИЗМЕНЕНИЙ СРЕДНИХ УРОВНЕЙ ОКЕАНА В СЕВЕРНОМ И ЮЖНОМ ПОЛУШАРИЯХ ЗЕМЛИ

Вед. науч. сотр. ГАИШ МГУ *Баркин Ю.В.*

Резюме. Решена задача о возрастании среднего глобального уровня океана в современную эпоху. Дано объяснение явлению контрастного векового изменения средних уровней океана в северном и южном полушариях, предсказанному ранее автором на основе наблюдаемого векового тренда центра масс Земли в северном направлении со скоростью 5-6 мм/год. Смещение притягивающего центра Земли порождает медленный вековой прилив океанических и атмосферных масс из южного полушария в северное. Анализ асимметричного расположения континентов по отношению к северному и южному полушариям Земли, деформационных изменений поверхности Земли, устанавливаемым по спутниковым GPS наблюдением, и современных тепловых факторов увеличения объема океана и его теплового расширения позволил объяснить наблюдаемое возрастание среднего глобального уровня океана и выявить контрастное изменение его средних уровней в северном и

южном полушариях. В северном полушарии Земли средний уровень океана возрастает со скоростью около 2.45 ± 0.32 мм/год, а в южном полушарии средний уровень океана возрастает со средней скоростью 0.67 ± 0.30 мм/год. Теоретическое значение скорости нарастания глобального уровня океана составляет 1.61 ± 0.36 мм/год. Это значение хорошо согласуется с современными определениями этой характеристики из наблюдений на береговых приливных станциях. Выявленный асимметричный прилив по направлению юг-север также получил четкое подтверждение в современных наблюдениях на береговых приливных станциях в последние примерно 30 лет.

1. О решении фундаментальных проблем геодинамики, небесной механики и геофизики на основе решения задачи М.В. Ломоносова “о возможных смещениях притягивающего центра Земли”. На возможность существования смещений центра масс Земли по отношению к ее поверхности впервые обратил внимание М.В. Ломоносов. Эти смещения могли бы быть “подмечены” показаниями специальных маятниковых приборов – гравиметров. М.В. Ломоносов фактически сформулировал обратную задачу гравиметрии – об определении возможных смещений центра масс планеты по показаниям гравиметрических приборов. Позднее ученые гравиметристы не раз обращали внимание на существование возможных смещений центра масс Земли и их отражений в показаниях гравиметров, однако существенного прогресса в решении фундаментальной проблемы достигнуто не было.

Полярный дрейф центра масс Земли к северу со скоростью около 1-2 см/год был теоретически предсказан автором в 1995 г. и в последствии получил подтверждение в спутниковых наблюдениях методами космической геодезии. В данной работе наблюдаемый вековой дрейф центра масс Земли принимается как данный эмпирический факт. Более точно направление дрейфа (по направлению к полуострову Таймыр) также было предсказано автором теоретически в результате анализа направленного перераспределения масс Земли, соответствующего смещению центра масс Земли, при объяснении неприливного ускорения ее осевого вращения и векового дрейфа полюса Земли.

Открытое явление дрейфа центра масс фактически дает ответ на вопрос, сформулированный М.В. Ломоносовым, о реальности смещения притягивающего центра Земли. С другой стороны на основе этого явления и специально разработанной нами геодинамической модели были решены фундаментальные проблемы геодинамики и небесной механики, геофизики и геологии, будоражившие научное сообщество в течении последних десятилетий и даже веков. В цикле работ данного направления получили объяснение фундаментальные явления во вращении Земли:

вековой дрейф полюса ее оси вращения и неприливное ускорение осевого вращения планеты. Объяснены наблюдаемые вековые вариации силы тяжести, коэффициентов геопотенциала, вековой дрейф центра масс Земли, вековые изменения глобального уровня океана и изменения средних уровней океана в северном и южном полушариях Земли, геодезические изменения Земли в современную эпоху и др. Показано, что существует единый механизм для многих тел солнечной системы возбуждения природных процессов в их полярных областях. В частности показано, что полярные регионы многих небесных тел являются флюидонасыщенными. Последнее положение получает четкие подтверждения в современных исследованиях грунтовых вод и водного льда на Марсе, Луне, Меркурии и др. телах солнечной системы (с помощью водородных детекторов).

Данная работа направлена на исследование глобального (планетарного) поведения и взаимодействия атмосферы и океана Земли и посвящена решению одной из труднейших задач естествознания – о вековом нарастании уровня океана, над которой научная общественность бьется более трехсот лет.

2. Тренд центра масс. Вековой тренд центра масс Земли по направлению к Северному полюсу со скоростью около **12-20** мм/год был предсказан автором в 1995 [1], [2] и в настоящее время подтвержден данными космической геодезии. Например, данные наблюдений спутниковой системы DORIS в период 1999-2008 позволили нам получить оценку скорости полярного дрейфа центра в **5.24 ± 0.29** мм/год [3]. Оказывается, что все имеющиеся данные о современных медленных перераспределениях поверхностных масс Земли не позволяют объяснить указанное фундаментальное планетарное явление. Это послужило сигналом для ряда западных ученых к отказу от самого явления, что привело в дальнейшем к жесткой кризисной ситуации в целом ряде наук о Земле, включая современную климатологию. Однако, дрейф центра масс легко объясняется, если допустить, что аналогичный дрейф примерно в том же направлении совершает центр масс ядра Земли относительно центра масс вязко-упругой мантии (или всей Земли). Указанные смещения возможны благодаря вязко-упругим и термодинамическим свойствам пограничного слоя между ядром и мантией Земли. Для объяснения дрейфа центра масс Земли достаточно предположить, что центр масс ядра Земли смещается со скоростью **2-3** см/год [4]. Указанные смещения имеют вынужденный характер и совершаются под гравитационным воздействием внешних небесных тел и в силу неинерциальных свойств относительных смещений оболочек Земли. В данной работе мы не останавливаемся на изучении механизма векового дрейфа центра масс, а принимаем его как

данный эмпирический факт. Наша задача – изучить геодинамические последствия дрейфа центра масс Земли. В частности его влияние на планетарное поведение океана, как на его глобальный средний уровень, так и на средние уровни океана в северном и южном полушариях. Полярный дрейф ядра с его колоссальной избыточной массой (около 17 масс Луны) приводит в частности к нарастанию силы тяжести в северном полушарии со скоростью около 1 $\mu\text{Гал/год}$ и к убыванию (примерно с такой же по величине скоростью) в южном полушарии [5]. Эти выводы уже получили подтверждения в высокоточных гравиметрических наблюдениях последних (5 – 15) лет [6]. Естественно, что дрейф центра масс Земли (а по нашей геодинамической модели – дрейф центра масс ядра относительно центра масс мантии) приводит к дополнительным гравитационным воздействиям на все слои упругой мантии, а точнее к инверсионным изменениям их напряженных состояний, когда в одной полусфере (северной) эти напряжения возрастают, а в противоположной (южной) убывают. При этом, возможно, эффективно работает термодинамический инверсионный механизм плавления и затвердевания материала на границе ядро-мантия с контрастными (противоположными) тенденциями в северном и южном полушариях [7].

3. Атмосферный и океанический инверсионный приливы. Смещающийся к северу центр масс своим гравитационным притяжением увлекает все флюидные массы (в первую очередь океанические и атмосферные) смещаться из южного полушария в северное. С позиций геодинамической модели указанное перераспределение масс осуществляется гравитационным притяжением дрейфующим к северу ядром. Именно ядро наводит инверсионный прилив атмосферных и океанических масс из южного полушария в северное полушарие [8]. По нашим теоретическим оценкам среднее атмосферное давление в северном полушарии возрастает со скоростью около **0.17 мбар/год**, а в южном полушарии среднее атмосферное давление наоборот – убывает примерно с такой же скоростью. Выполненные оценки имеют предварительный характер, но они уже получили четкие подтверждения в данных современных метеорологических наблюдений в период 1.4. 2002 - 1.4. 2005 [9]: **0.17-0.22 мбар/год** (северное полушарие) и **-0.18 мбар/год** (южное полушарие). Современные данные спутниковой альтиметрии за период 1993-2007 гг. также подтвердили контрастный характер изменений средних глобальных уровней в северном и южном полушариях Земли [10]. Более того было показано, при устранении ошибок и неправильной интерпретации данных альтиметрических наблюдений уровня океана, теоретические оценки скоростей нарастания средних уровней океана в

северном и южном полушариях совпали с “скорректированными” альтиметрическими оценками [10], [11].

4. Контрастные изменения средних уровней океана в северном и южном полушариях. Воздушные массы медленно транспортируются из южного полушария в северное полушарие. Они формируют оригинальный инверсионный вековой атмосферный прилив, существование и организация которого уже подтверждаются данными современных наблюдений [9-11]. Гравитационное влияние смещающегося центра масс (или точнее сказать, гравитационное притяжение дрейфующего ядра Земли) вызывает аналогичный по своим свойствам океанический прилив [5]. Барометрический эффект перераспределяемых атмосферных масс приведет к уменьшению океанического прилива. Действительно, возрастание среднего атмосферного давления в северном полушарии приведет к частичному вытеснению океанических масс в южное полушарие. Только по одной этой причине (по рассматриваемой модели) средний уровень океана в северном полушарии уменьшается со скоростью **-1.98 мм/год**. В свою очередь убывание среднего атмосферного давления в южном полушарии приводит к возрастанию среднего уровня океана в южном полушарии со скоростью **1.43 мм/год**. Предварительные оценки показали, что океанический инверсионный прилив, обусловленный гравитационным притяжением дрейфующего ядра, дает основной вклад в явление векового изменения средних уровней северного и южного полушарий (в северном полушарии средний уровень океана возрастает со скоростью **3.01 ± 0.17 мм/год**, а в южном полушарии средний уровень океана убывает со скоростью **-2.18 ± 0.12 mm/yr**). Подчеркнем, что здесь речь идет отдельно о океаническом приливе (без учета атмосферного влияния).

На уровень океана оказывают также деформации его дна. Эти эффекты довольно трудно учесть, тем не менее предварительные оценки мы сделали. Указанное тектоническое явление связано с глобальными (планетарными) деформациями Земли и изменениями ее фигуры, с изменениями формы полушарий. Последние были оценены на основе геодинамической модели вынужденных относительных колебаний и дрейфа [5] и получили определенное подтверждение по данным наблюдений методами космической геодезии [11]. На основе этих результатов была получена оценка скорости нарастания глобального уровня океана только за счет деформации дна **0.55 ± 0.26 мм/год**. Выполненный анализ показал, что тепловые факторы играют существенную роль в вековом изменении уровня океана. Здесь мы используем современные данные, которые свидетельствуют, что прогревание океана и его расширение в совокупности с таянием ледников и другими поступлениями вод в океан

приводят к нарастанию среднего глобального уровня океана со скоростью около **0.83 мм/год** [12]. Суммируя все рассмотренные факторы нарастания среднего уровня океана мы приходим к важному заключению. В северном полушарии средний уровень океана возрастает со скоростью около **2.45 ± 0.32 мм/год**, а в южном полушарии лишь со скоростью около **0.67 ± 0.30 мм/год**. Этот результат уже получил ясное подтверждение в данных наблюдений за уровнем океана на береговых станциях в последние примерно 30 лет. Тем самым получает подтверждение сам южно-северный океанический прилив [11]. Соответствующее теоретическое значение скорости нарастания среднего глобального уровня океана составляет **1.61 ± 0.36 мм/год** и хорошо согласуется с данными береговых наблюдений.

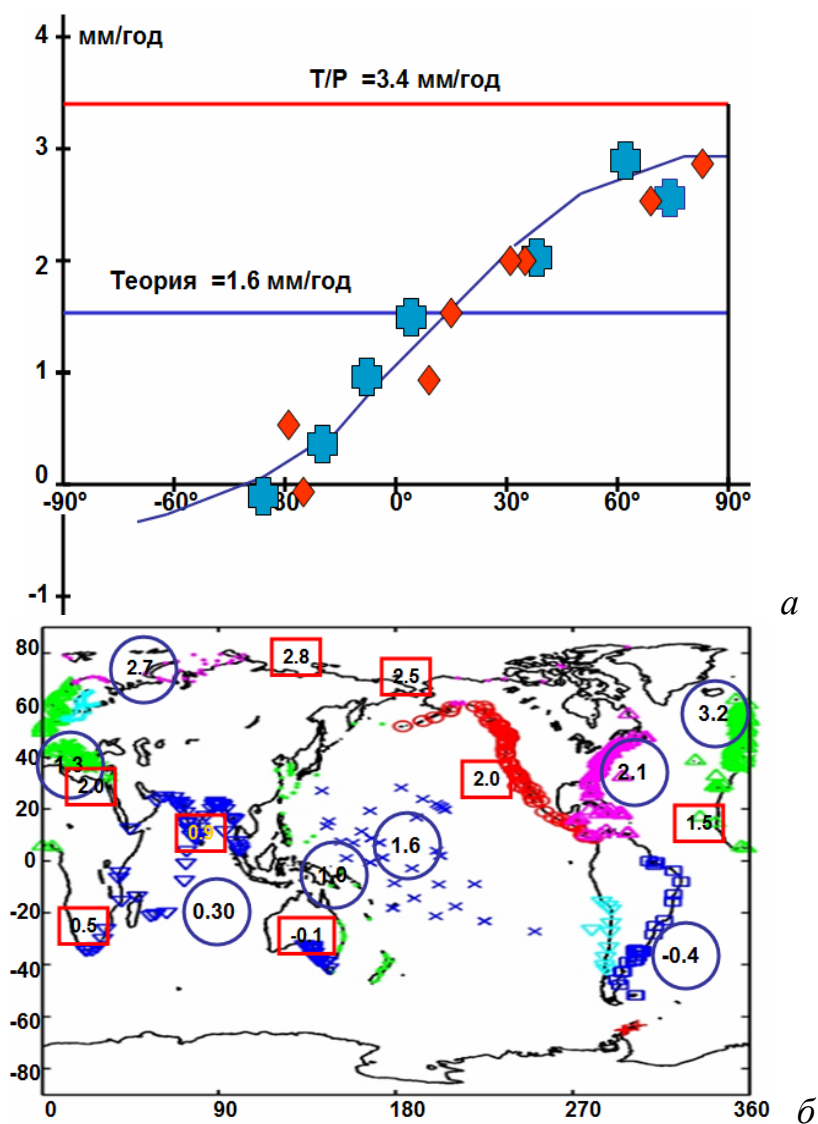


Рис. 1. а — теоретическая кривая зависимости скорости нарастания уровня океана в зависимости от широты в сравнении с наблюдаемыми значениями для регионов мирового океана (отмечены крестиками и ромбиками). б — регионы океана, для которых использовались оценки средних скоростей изменения уровня океана

5. Широтная зависимость изменения среднего уровня океана. В силу специфики океанического инверсионного векового прилива должна наблюдаться зависимость скорости нарастания океанического прилива юг-север от широты. Теоретическая зависимость этой скорости представлена кривой на рис. 1а и хорошо подтверждается данными береговых наблюдений за изменением уровня океана в последние примерно 30 лет для достаточно крупных регионов мирового океана, указанных на рис. 1б.

Научные результаты, представленные в докладе, полностью решают одну из фундаментальных проблем геофизики и геодинамики, насчитывающую почти 3х-вековую историю. Более того, полученные результаты описывают новые и более тонкие эффекты планетарного поведения океана, а именно, асимметрию и инверсию в медленном нарастании уровня океана по отношению к северному и южному полушариям Земли.

Литература

1. Баркин Ю.В. (1995) О движении центра масс Земли, обусловленном глобальным изменением ее динамического строения и приливными деформациями. Вестник Моск. гос. ун-та. Сер. 3 Физика, астрономия, 1995, т. 36, № 5, с. 99-101.
2. Barkin Yu.V. (2009) About possible polar drifts of centers of mass of the Earth and Mars. Abstract Book (CD) of European Planetary Science Congress (Potsdam, Germany, 13 – 18 September 2009), Vol.4, EPSC 2009-118.
3. Zotov L.V., Barkin Yu.V., Lubushin A.A. (2009) Geocenter motion and its geodynamical content. "Space Geodynamics and Modeling of the Global Geodynamic Processes", Novosibirsk, Russian Federation, 22-26 September, 2008; Russian Academy of Sciences, Trofimuk Inst. Of Petrol. Geol. And Geophys., SB RAS. – Novosibirsk: Academic Publishing House "Geo", 2009. pp. 98-101.
4. Баркин Ю.В. (2008) Вековой полярный дрейф ядра в современную эпоху: геодинамические и геофизические следствия и подтверждения. Общие и региональные проблемы тектоники и геодинамики. Материалы XLI Тектонического совещания. Том 1. –М.: ГЕОС. С. 55-59.
5. Баркин Ю.В. (2005) Колебания ядра Земли, новые океанические приливы и динамические следствия. Материалы XI Международной конференции «Строение, геодинамика и минералогические процессы в литосфере» (г. Сыктывкар, 20 по 22 сентября 2005 г.), Изд-во Института геологии Коми НЦ УрО РАН, Сыктывкар, с. 26-28.
6. Баркин Ю.В. Объяснение вековых вариаций силы тяжести на станциях Нью-Йорк-Олесунн, Медисина, Черчилл и Сайова. Материалы Международной Конференции: «Пятые научные чтения Ю.П. Булашевича.

Глубинное строение. Геодинамика. Тепловое поле Земли. Интерпретация геофизических полей» (Екатеринбург, 6 - 10 июля 2009 г.). с. 27-31.

7. Barkin Yu.V. (2009) The mechanism of translational displacements of the core of the Earth at inversion molten and solidification of substance at core-mantle-boundary in opposite hemispheres. EGU General Assembly (Vienna, Austria, 19-24 April 2009). Geophysical Research Abstracts, Volume 11, 2009, abstract # EGU2009-6241.

8. Barkin Yu.V. (2007) Forced redistribution of air masses between southern and northern hemispheres of the Earth. Proceedings of IUGG XXIV General Assembly, Perugia, Italy 2007: Earth: Our Changing Planet (Perugia, Italy, July 2-13, 2007), (A)-IAGA, JAS008, p. 326. www.iugg2007perugia.it.

9. Burlutsky R.F. (2007) Determination of the global concentration of pair on the ground pressure. Materials of Sagitov's readings. M., SAI, MSU, 2007, www.sai.msu.ru.

10. Barkin Yu.V. (2009) Prediction and explanation of mean sea levels in northern hemisphere, in southern hemisphere and all ocean of the Earth. EGU General Assembly (Vienna, Austria, 19-24 April 2009). Geophysical Research Abstracts, Volume 11, 2009, abstract # EGU2009-1610.

11. Баркин Ю.В. (2009) Предсказание ошибочных альтиметрических и объяснение наблюдаемых береговых скоростей нарастания глобального среднего уровня океана и средних уровней океана в северном и южном полушариях. «Геология морей и океанов: Материалы XVII Международной научной конференции (школы) по морской геологии». Т. V. - М.: ГЕОС. 2009. с. 183-187.

ФОРМИРОВАНИЕ СОЛИТОНОВ В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЕТРА

Гл. науч. сотр. *Шелковников Н.К.*

В истории развития солитонной теории имеется несколько очень важных этапов, в том числе открытие Расселом уединенной волны (УВ), математическое описание УВ (ее профиля и скорости) на мелкой воде, выполненное Рэлеем и Бусинеском, вывод Кортевегом и де Фризом уравнения (КДВ), точно описывающего УВ на мелкой воде.

Современное возрождение уравнения КдВ и его решений в виде кноидальных и уединенных волн, началось с работы Ферми, Пасты и Улама, в которой была исследована задача о порождении теплового хаоса в цепочке нелинейно связанных осцилляторов. Было обнаружено отсутствие термализации энергии (то есть распределения энергии по всем модам) и возвра-

щение системы к начальному состоянию с одной возбужденной основной модой, получившее впоследствии название «возврат ФПУ» [1]. Дальнейшее развитие эта работа получила в численных экспериментах Н. Забуски и М. Крускала [2], которые перешли от дискретной модели к непрерывной. Кроме того, для удобства они задали периодические граничные условия и рассматривали эволюцию волн на замкнутой, кольцевой траектории для плазмы. Расчёты показали, что из начального синусоидального профиля волны со временем образуется цепочка импульсов, каждый из которых приближенно может быть описан решением КдВ в виде уединенной волны.

Хаммак и Сигур [3] экспериментально показали, что прямоугольный импульс воды по мере распространения распадался на ряд солитонов.

В экспериментах Вейдмана и Максуорфи [4] было обнаружено отличие величины фазового сдвига, претерпеваемого солитонами в результате взаимодействия, от рассчитанной по теории уединенных волн.

Решения уравнения КдВ в виде солитонов моделировались в лабораторном канале Ренуаром, Темпервиллем и Сабро-Сантосом [5]. Было показано, что профиль уединенных волн, наблюдавшихся в эксперименте, оказался несколько шире, чем у классических солитонов.

Позднее появилось понятие метеоцунами, введенное Понявиным [6]. Это большие волны, возникающие в океане под действием метеорологических факторов, в том числе ветра. Затем Пелиновский [7] учел в правой части уравнения КДВ тангенциальную составляющую ветра.

Для исследования механизма генерации и взаимодействия солитонов нами были проведены эксперименты в кольцевом аэрогидроканале. В отличие от вышеперечисленных экспериментов в нашем случае кроме колоколообразного импульса на поверхности жидкости имел место антисолитон, который ранее не был описан. Антисолитон является неотъемлемой частью полного солитона, поэтому энергия ветра расходуется не только на поддержание и развитие солитона, но и на кинетическую энергию антисолитона. Кроме того было показано, что по мере развития дрейфового течения возникала вертикальная циркуляция в канале. Были определены основные параметры волн, а так же критерии, характеризующие условия, необходимые для возникновения уединённых волн.

Литература

1. Fermi A., Pasta J., Ulam S. Studies of Nonlinear Problems. I. Los Alamos Report, LA.1955.
2. Zabusky N.J., Kruskal M.D. Interaction of solitons in a collisionless plasma and the recurrence of initial states. Phys. Rev. Lett. 1965. V.15, P.240-243.

3. Hammack J. L., Segur X. The Korteweg de Vries equation and water waves. Part 2. Comparison with experiments. J. Fluid Mech. 1974., Vol. 65. P.289-314.

4. Weidman P.D., Maxworthy T. Experiments on strong interactions between solitary waves. J. Fluid Mech. 1978, V. 85. Part 3. P.417-431.

5. Renouard D. P., Seabro-Santos F.J., Temperville A. M. Experimental study of the generation, damping and reflexion of a solitary wave. Dynamics of Atmospheres and Oceans. 1985. 9. P.341-358.

6. Понявин И.Д. Волны цунами (разрушительные волны). Л. 1965

7. Пелиновский Е.Н. Гидродинамика волн цунами. Нижний Новгород. Институт прикладной физики РАН., 1996, 276 с.

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ВУЛКАНИЧЕСКИХ И ИСКУССТВЕННЫХ СТЕКЛАХ

Профессор *Петрунин Г.И.*, доцент *Попов В.Г.*, студентка *Кузнецова Е.А.*

Настоящее сообщение посвящено изучению особенностей и закономерностей процесса теплопередачи в природных и технических материалах аморфной структуры. Тепловые свойства вулканических стекол (обсидианов) были представлены нами в работе [1]. Исследованные образцы обсидианов (4 образца), отобранные из различных регионов (Камчатка, Кавказ, Малый Кавказ) отличаются единообразным химическим составом и, соответственно, одинаковыми средними значениями тепловых параметров (различия в значениях температуропроводности и теплопроводности определяются, практически, только пористостью). Такая ситуация затрудняет исследование влияния химического состава на интенсивность теплопередачи в природных аморфных структурах и для более детального рассмотрения этого вопроса нами была изучена представительная серия силикатных стекол – флинтгов (ТФ, Ф, ЛФ – 12 образцов), которая является хорошим модельным рядом аморфных двухкомпонентных структур различного состава. Для этих материалов определялись плотность (ρ), температуропроводность (a), теплоемкость (C_p), теплопроводность (λ), скорость звука (v) при комнатной температуре, а также был исследован их химический состав. Были рассчитаны средний атомный вес $\bar{M}$, средняя длина свободного пробега фононов (l), характеристическая температура Дебая (θ_D) и проанализировано влияние состава на величину и поведение их теплофизических свойств.

Таблица 1. Экспериментально определенные величины теплофизических характеристик a , λ и рассчитанные значения $\bar{M}$, $\bar{V}$, $l_{эфф}$, l_{min} , $\langle l \rangle$ изученных стекол при комнатной температуре

Марка стекла	$\bar{M}$	ρ , кг/м ³	$\bar{V}$, 10 ³ м/с	a , 10 ⁻⁷ м ² /с	$l_{эфф}$, Å	l_{min} , Å	$\langle l \rangle$, Å	λ , Вт/м.к
ТФ1	[40.6]	3860	2.83	5.2	5.5	4.2	5.6	1.14
ТФ2	[41.4]	4020	[2.70]	4.7	5.2	4.1	5.5	1.05
ТФ3	43.6	4460	2.50	4.1	4.9	4.1	5.5	1.00
ТФ4	44.3	4550	2.41	3.9	4.9	4.1	5.4	0.98
ТФ5	45.0	4650	2.30	3.5	4.6	4.1	5.4	0.88
ТФ6	40.2	[3800]	[2.87]	5.3	[5.5]	[4.2]	[5.6]	1.17
ТФ7	[43.9]	4520	2.41	4.0	4.9	4.1	5.4	0.97
ТФ8	42.8	4230	2.60	4.5	5.2	4.1	5.5	1.04
Ф1	[38.6]	3520	[3.05]	5.6	5.5	4.2	5.6	1.18
Ф4	[39.2]	3640	[3.00]	5.5	5.5	4.2	5.6	1.21
Ф6	[38.4]	3480	[3.07]	6.0	5.85	4.3	5.7	1.24
ЛФ5	[36.8]	3250	[3.15]	6.3	6.0	4.3	5.7	1.31

Экспериментальные данные по a , C_p , λ , объемной теплоемкости ($C_p \cdot \rho$), молярной теплоемкости ($C_p \cdot \bar{M}$) и рассчитанные значения $\bar{M}$, $\bar{V}$, $l_{эфф}$, l_{min} , $\langle l \rangle$, температуры Дебая (Θ_D), а также определенные по функции Дебая теоретические значения, атомной теплоемкости ($C_{\bar{M},D}$) и удельной теплоемкости при постоянном объеме ($C_{V,D}$) изученных материалов при комнатной температуре приведены в таблицах 1, 2 и обсуждаются с позиций теории теплопроводности и теплоемкости твердых тел. Ранее в работе [2] были представлены результаты исследований теплопроводности 5 образцов тяжелых флинтгов, для которых изменение $\bar{M} = 40,2 \div 45$ а.е. В настоящей работе рассмотрен весь комплекс теплофизических параметров и существенно расширен диапазон изменения $\bar{M} = 36,8 \div 45$ а.е.

Важнейшие результаты и основные выводы можно сформулировать следующим образом:

1. Обнаружено уменьшение температуропроводности в ряду оптических стекол - флинтос с увеличением среднего атомного веса $\bar{M}$. Показано, что аналогичным образом ведет себя и теплопроводность. Получены аналитические зависимости $\alpha=f(M)$, $\lambda=f(M)$. Вскрыта их физическая природа и проведена количественная оценка вклада каждого из физических процессов, формирующих эти зависимости. Снижение α , λ на ~60% при увеличении концентрации тяжелых катионов Pb^{2+} связано с уменьшением скорости распространения фононов, а остальные ~40% приходятся на уменьшение средней длины свободного пробега фононов, по-видимому, за счет более интенсивного рассеяния их на этих тяжелых катионах.

Таблица 2. Экспериментально определенные величины C_P , $(C_P \cdot \bar{M})$, $(C_P \cdot \rho)$ и рассчитанные теоретические значения Θ_D , $C_{V,D}$, $C_{\bar{M},D}$ изученных стекол при комнатной температуре

Марка стек- ла	$\bar{M}/\rho$	C_P , Дж/кг·К	$C_P \cdot \bar{M}$, 10^3 Дж/кмоль·К	$C_P \cdot \rho$, 10^3 Дж/м ³ ·К	Θ_D, K	$C_{V,D}$, Дж/кг·К	$C_{\bar{M},D}$, Дж/кмоль·К
ТФ1	10.52	570	23.14	220.02	358	570	23200
ТФ2	10.30	555	22.98	229.80	344	545	22500
ТФ3	9.78	560	24.44	244.16	324	540	23600
ТФ4	9.74	555	24.59	245.86	313	558	24700
ТФ5	9.68	540	24.30	243.00	300	528	23760
ТФ6	10.58	580	23.32	233.16	362	577	23200
ТФ7	9.72	540	23.71	237.06	313	530	23640
ТФ8	10.12	550	23.54	235.40	333	545	23470
Ф1	10.99	600	23.16	231.60	380	610	23600
Ф4	10.77	605	23.72	237.16	376	595	22820
Ф6	11.03	595	22.85	228.48	381	590	22840
ЛФ5	11.30	640	23.55	235.52	393	623	22930

Для изучения влияния химического состава на поведение тепловых свойств стекол наиболее предпочтительным интегральным параметром является их средний атомный вес $\bar{M}$, контролирующий присутствие тех или иных катионов в структуре. Для флинтос, основными компонентами химического состава которых являются окислы SiO_2 и PbO , увеличение средне-

го атомного веса стекла означает увеличение концентрации тяжелых катионов свинца Pb^{2+} и одновременное уменьшение легких катионов кремния Si^{4+} .

Согласно полученным экспериментальным данным, на диапазоне средних атомных весов $\bar{M}=36,8 - 45,0$ а.е. α и λ изученных флинтов линейно уменьшается с увеличением $\bar{M}$ от значений $\alpha=6 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $\lambda=1,3$ Вт/м·К до $\alpha=3,5 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $\lambda=0,88$ Вт/м·К, соответственно. Это дает возможность получить простые аналитические соотношения типа $\alpha=A_1+B_1\bar{M}$; $\lambda=A_2+B_2\bar{M}$, описывающие зависимость теплопереносных свойств флинтов от химического состава и которые особенно полезны при обсуждении физической природы наблюдаемого поведения. Действительно, как следует из соответствующих соотношений микроскопической теории теплопроводности твердых тел $\alpha=(1/3)l_{эфф} \cdot v$; $\lambda=(1/3)l_{эфф} \cdot v \cdot C_p \cdot \rho$ интенсивность процесса кондуктивной теплопередачи определяется величиной средней скорости звука (v), средней длиной свободного пробега фононов (l) и объемной теплоемкостью ($C_p \cdot \rho$). Следует отметить, что объемная теплоемкость всех изученных стекол, с точностью до ошибки измерений, есть величина постоянная (Табл. 2), в то время как средняя скорость звука v , характеризующая скорость упругих волн смещений или фононов, существенно зависит от среднего атомного веса. Чем тяжелее атом и чем слабее он связан с соседями в структуре, тем скорость распространения фононов меньше. В практических целях, учитывая, что плотность изученных стекол прямо пропорциональна среднему атомному весу ($\rho \sim \bar{M}$) и определяется значительно проще чем $\bar{M}$, более удобны зависимости α и λ от плотности, которые для флинтов, согласно нашим экспериментальным данным, имеют следующий вид:

$$\alpha = (12,0 \cdot 10^{-7} - 1,83 \cdot 10^{-7} \cdot \rho) \text{ м}^2/\text{с},$$

$$\lambda = (2,0 - 0,23 \cdot 10^{-3} \cdot \rho) \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}),$$

где ρ численно определяется в системе СИ.

Что касается средней эффективной длины свободного пробега фононов ($l_{эфф}$), то она менее чувствительна к изменению химического состава, но также уменьшается с увеличением $\bar{M}$ от значения $l_{эфф} \sim 6,0 \text{ \AA}$ у легкого флинта (ЛФ5) до $l_{эфф} \sim 4,6 \text{ \AA}$ у тяжелого флинта (ТФ5) и немного не достигает при комнатной температуре расчетных минимальных значений $l_{min} \sim 4,0 - 4,3 \text{ \AA}$. Этот факт, с одной стороны, позволяет предположить, что в фононном спектре изученных силикатных стекол при 300К все еще могут присутствовать более длинноволновые фононы, чем те, длина волны которых определяется частотой обрезания дебаевского спектра или средним удвоенным расстоянием между атомами в структуре. Возможно, в силикатных стеклах это связано с ярко выраженным наличием ближнего порядка /сетка из кремнекислородных тетраэдров SiO_4^{4-} /, а, возможно, и с предполагаемым /одной из теоретических гипотез о строении стекол/

наличием кристаллитов, размеры которых несколько больше, чем размеры кремнекислородных тетраэдров.

С другой стороны, уменьшение $l_{\phi\phi}$ во флинтах с увеличением $\bar{M}$, то есть с увеличением концентрации тяжелых катионов Pb^{2+} , свидетельствует об увеличении числа актов рассеяния фононов на этих катионах и дает возможность количественно оценить влияние этих процессов на изменение α и λ . Согласно расчетам, как отмечалось ранее, на диапазоне изученных $\bar{M}$ около 40% уменьшения α и λ связаны с ростом интенсивности процесса рассеяния фононов, а большая часть ~60% - с уменьшением их средней скорости от значений $v=3,15$ км/с у ЛФ5 до значений $v=2,3$ км/с у ТФ5.

2. Детально исследована теплоемкость изученных стекол и показано, что их удельная теплоемкость (C_p) является гиперболической функцией среднего атомного веса ($\bar{M}$). Теплоемкость, приходящаяся на средний грамм-атом ($C_p \bar{M}$) и представляющая собой аналог атомной теплоемкости простых веществ /элементов/, есть величина постоянная, что легко объясняется в рамках теории теплоемкости твердых тел. С теоретических позиций такое поведение теплоемкости возможно лишь в случае, когда характеристическая температура Дебая (θ_D) в ряду флинтов либо одинакова, либо, когда измерения проводятся в классической области или вблизи характеристических температур, где функция Дебая слабо чувствительна к изменению θ_D . Типичный пример второй ситуации – закон Дюлонга и Пти для простых веществ и, прежде всего, металлов, характеристическая температура которых варьирует значительно (200-400К), но измерения проведены при комнатной температуре. Для прояснения вопроса с силикатными стеклами – флинтами был осуществлен расчет их характеристических температур в акустическом приближении по известной формуле, а также проведена оценка атомных ($C_{M,D}$) и удельных теплоемкостей ($C_{V,D}$) с использованием функции Дебая. Расчет показал, что для изученных стекол реализуются оба необходимых фактора, поскольку $\theta_D \approx 300-390$ К и температура измерений (300К) находятся вблизи границы классической области. Об этом же свидетельствуют экспериментальные и теоретические данные по удельной теплоемкости (C_p) и теплоемкости, приходящейся на средний грамм-атом $C_M = C_p \bar{M}$, значения которых лежат в пределах (540-640) Дж/кг·К и (23-24)·10³ Дж/кг-ат·К, соответственно, что близко к классическому насыщению.

Полученные результаты полезны не только для развития теории теплопроводности и теплоемкости многоатомных природных и искусственных материалов, но и в практическом отношении при производстве, например, силикатных стекол с контролируемыми тепловыми свойствами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 08-05-00413

Литература

1. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Влияние степени раскристаллизации на теплоперенос в природном кремнеземе. Научная конф. «Ломоносовские чтения», Секция физики. Апрель 2009, Сб. тезисов докладов. Москва, Физический факультет МГУ, 2009, с. 214 – 218.

2. Петрунин Г.И., Попов В.Г. Влияние химического состава на теплопроводность аморфных структур. Тепловое поле Земли и методы его изучения. Сб. науч. тр., М., изд. РГГРУ, 2008, с. 187 – 192.

ПАЛЕОНАПРЯЖЕННОСТЬ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ РИФТОВОЙ ЗОНЫ КРАСНОГО МОРЯ И ЮГА САХ.

Профессор *Максимочкин В.И.*, студентка *Бахаева Л.В.*

Известно, что магнитное поле Земли изменяется со временем [\[1\]](#). Прямыми наблюдениями показано, что за последние 350 лет значительно изменили свое положение координаты северного и южного полюсов магнитных Земли, величина дипольного магнитного момента Земли уменьшилась более чем на 16%.

Согласно базе данных -IAGA PALEOMAGNETISM DATABASE – IPB(a) [2], среднее значение величины виртуального дипольного момента (ВДМ) Земли 2,5 тысячи лет назад было примерно в 1,5 раза выше современного значения, 50 тысяч лет назад - в 1,5 раза ниже $ВДМ_{совр.}$, а отдельные определения величины ВДМ по остаточной намагниченности пород отличаются от современного его значения более чем в два раза в ту и другую сторону.

С целью изучения эволюции геомагнитного поля (ГМП) в работе определялась величина древнего магнитного поля ($H_{др}$) по естественной остаточной намагниченности (J_n) базальтов рифтовых зон Красного моря (координаты отбора образцов $17^{\circ}56'$ с.ш и $40^{\circ}06'$ в.д., возраст $< 0,5$ млн. лет [3]), и южной части Срединно-Атлантического Хребта (координаты отбора образцов $54^{\circ}00'$ ю.ш., $3^{\circ}30'$ в.д, возраст базальтов от 0.1 до 0.3 млн лет [4]). Образцы любезно предоставлены Гл.н.с. института океанологии им. П.П. Ширшова А.А. Шрейдером.

Для решения поставленной задачи были выбраны образцы, J_n которых, в основном, однокомпонентна {№51-3, №31-37 и №№72-5, 57, 65-2, 66-4(L), 53-4, 62-3(5)} (см. диаграммы Зейдervильда, Рис.1а), либо вторая компонента вносила незначительный вклад в J_n и размагничивалась уже после нагрева образца до $T \approx (100-150)^{\circ}C$ (№30-18, №65-1), Рис.1б. Величина остаточной намагниченности после термочистки отличалась от J_n не

более, чем на 5%. Образцы со значительным разворотом вектора остаточной намагниченности при терморазмагничивании были отбракованы.

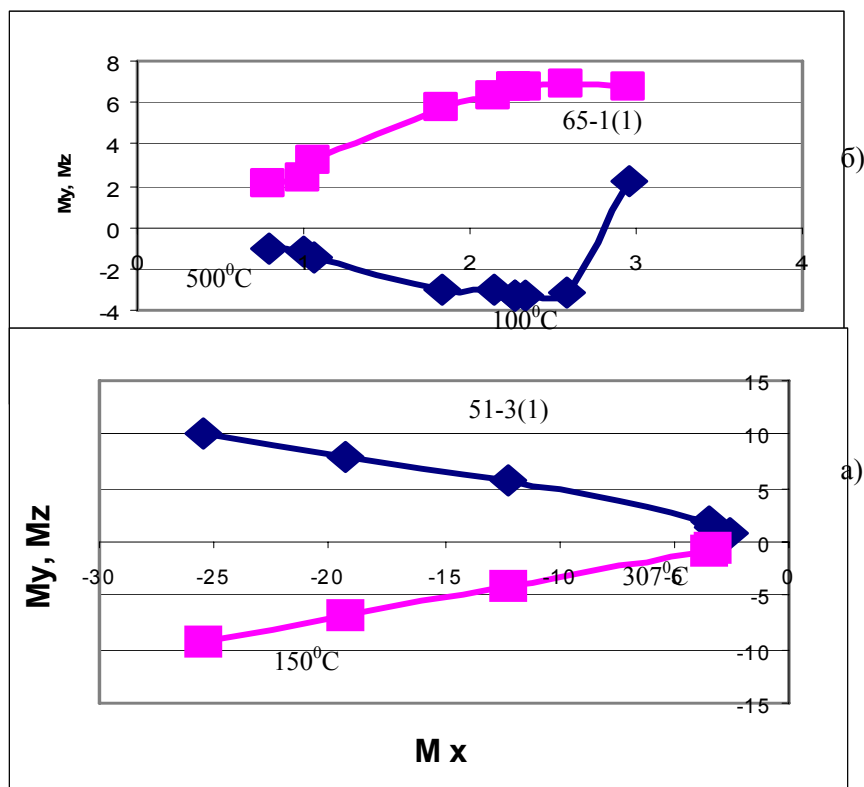


Рис. 1. Диаграммы Зейдervильда

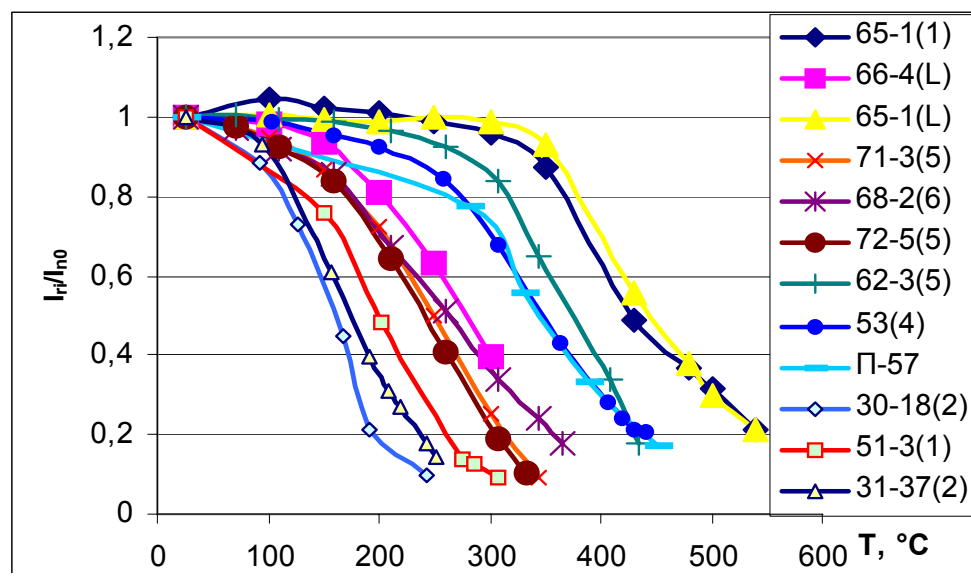


Рис.2 .Разрушение естественной остаточной намагниченности базальтов в результате нагрева образцов в $H=0$

Образцы базальтов Красного моря характеризовались довольно большим разбросом стабильности к нагревам (Рис.2). Они имели довольно высокие величины естественной остаточной намагниченности $I_n = (39,9-107,8)$, параметра Кенигсбергера $Q_n = (105-794)$ и блокирующей температуры $T_b = (320-570)^\circ\text{C}$. Образцы базальтов юга САХ имели меньшие величины $I_n = (4,6-28,9)$ А/м, $Q_n = (12,5-109)$ и $T_b = (174-290)^\circ\text{C}$.

Согласно данным электронно-зондового анализа ферритмагнитные зерна базальтов Красного моря представлены титаномагнетитом. Содержание (х) ульвошпинели в твердом растворе $x(\text{Fe}_2\text{TiO}_4) (1-x)\text{Fe}_3\text{O}_4$ по образцам колебалось от 0,34 до 0,55. Близость измеренной точки Кюри (T_c) к расчетной исходя из величины х на образцах №71-3 и №72-5 свидетельствовала о низкой степени однофазного окисления и, следовательно, о низкой степени измененности первичной остаточной намагниченности этих пород. На образцах №65-3 были обнаружены признаки гетерофазного окисления титаномагнетита: наличие точки Кюри $T_c = 580^\circ\text{C}$ при $T_c^{\text{расч}} = (275-330)^\circ\text{C}$. Ранее в работе [5] было показано, что окисление титаномагнетита в этих образцах произошло на стадии формирования базальтов, т.е. при $T > 600^\circ\text{C}$, а J_n их имеет термоостаточную природу и, следовательно, магнитные свойства соответствуют высокотемпературному состоянию. Этот тезис подтверждается близостью спектров нормального намагничивания, полученных из состояний J_n и J_{rT} и отличие их от спектров, полученных из низкотемпературного состояния путем размагничивания образца переменным полем (нулевое состояние) [6].

Определение поля образования остаточной намагниченности базальтов было проведено методом Телье [7]. Для применения этого метода необходимо выполнение закона аддитивности и независимости парциальных термоостаточных намагниченностей, которые, как известно, справедливы для ансамбля однодоменных зерен. Измерение гистерезисных характеристик показало, что согласно критерию Дея [8] ($H_{cr}/H_c = 1,23-1,54$, $I_{rs}/I_s = 0.35-0.63$) магнитное состояние ферритмагнитных зерен близко к однодоменному. Можно считать, что закон независимости парциальных термоостаточных намагниченностей (I_{rT}) также выполняется. Например, для образца №65-2 $\sum I_{rT} = 21.48$ А/м всего на 6 % отличается от $I_{rT}(550-30^\circ\text{C}) = 20.21$ А/м. Работоспособность метода Телье на образцах коллекции была проверена на созданной в лаборатории термоостаточной намагниченности. Как видно из диаграммы Араи-Нагата (Рис. 3), погрешность определения поля на данных базальтах может достигать 8-11%, что согласно [9] обусловлено наличием в исследованных базальтах псевдооднодоменных ферритмагнитных зерен.

Величина палеонапряженности геомагнитного поля, рассчитанная как $H_{др} = H_{\text{лаб}} * k$, где k- есть тангенс угла наклона линейной аппроксимации данных на диаграмме Араи-Нагата, для образцов юга САХ и хребта Буве

оказалась равна $H=(34\pm4)$ А/м, что примерно на 20% больше современного значения поля в этой области ($H_{\text{совр}}=28,4$ А/м), рассчитанная с помощью международной модели геомагнитного поля IGRF/DGRF [www.alexeypetrov.narod.ru/ Fortran/igrf.html - 12k] для эпохи 2000 года. Для базальтов Красного моря как низкими точками Кюри, так с признаками гетерофазного окисления $H_{\text{др}}=(80\pm10)$ А/м, что в 2.6 раза больше $H_{\text{совр}}=30,7$ А/м, рассчитанного для той же эпохи.

Таким образом, величина палеонапряженности геомагнитного поля для рифтовой зоны Красного моря оказалась намного выше $H_{\text{совр}}$, в то время как для южной Атлантики – близка к $H_{\text{совр}}$. Если базальты Красного моря и южной Атлантики образовались в разное время, то можно предположить,

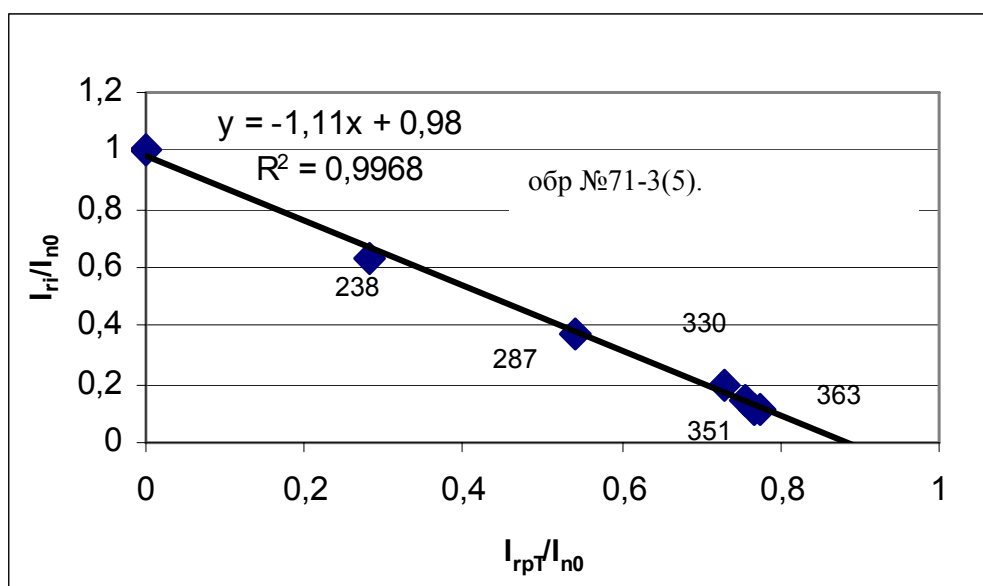


Рис. 3. Проверка метода Телье определения поля образования термоостаточной намагниченности. (Цифры возле точек – температура нагрева образца)

что во время образования базальтов рифтовой зоны Красного моря магнитный момент Земли был примерно в 2-2,5 раза больше современного. Возможен второй вариант объяснения полученного результата: геомагнитный полюс во время образования исследованных базальтов находился в районе Красного моря, так как известно, что положение магнитных полюсов относительно географических может изменяться.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант №10-05-00396а.

Литература

1. Шрейдер А.А., Шрейдер Ал. А., Варга П., и др.// Океанология. 2005.Т.45. №.5. С.785.
2. Perrin M., Schnepf E. // Phys. Earth and Planet. Inter. 2004. V. 147. P. 255–267

3. Шрейдер А.А., Трухин В.И. и др. // Океанология. 1982. вып.3. Т. XXII. С. 439-445.
4. Трухин В.И., Жилиева В.А., Шрейдер А.А. // Физика Земли. 2002. № 8. с. 6-28.
5. Трухин и др. // Вестник Моск. ун-та, серия 3, 2007, № 5, с. 46-54.
6. Белоконов В.И., Кочегура В.В., Шолпо Л.Е. Методы палеомагнитных исследований горных пород. Ленинград, 1973.
7. Thellier E., Thellier O. // Ann. Geophys. 1959. 15, 285-378.
8. Day, R., Fuller, M., and Schmidt, V. // Phys Earth Planet Interiors, 1977 13, 4, p. 260.
9. Щербакова, В.В., В.П.Щербаков, и др. // Вестник ОГТГГН РАН, 1999 электронный науч-информ. журнал, 4(6), http://www.scgis.ru/russian/cp1251/h_dgggms/4-98/tcherbakov.htm

ДИАГНОСТИКА СИГНАЛАМИ GPS/ГЛОНАСС ВОЗДЕЙСТВИЙ МОЩНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ИОНОСФЕРУ

Профессор *Куницын В.Е.*, науч. сотр. *Падохин А.М.*,
ст. инженер *Курбатов Г.А.*, аспирант *Васильев А.Е.*

Многочисленные исследования характеристик и свойств искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ), возбуждаемой в F_2 -области ионосферы при воздействии на нее мощными КВ радиоволнами O -поляризации [1-2] (и ссылки внутри) позволили установить, что вблизи уровня отражения мощной радиоволны развиваются стрикционная параметрическая, тепловая (резонансная) параметрическая и самофокусирующая неустойчивости. Это приводит, в частности, к сильному разогреву здесь плазмы и генерации искусственных неоднородностей ее плотности в диапазоне масштабов от долей метра до десятков километров, которые оказывают существенное влияние на свойства распространяющихся через возмущенную область ионосферы радиоволн.

Целью данной работы является представление экспериментальных результатов влияния возмущений электронной плотности в дневной среднеширотной ионосфере, вызванных высокочастотным нагревом F_2 слоя ионосферы, на сигналы высокоорбитальных навигационных систем. Эксперименты проводились на стенде «Сура» (НИРФИ, Нижний Новгород) с 12 по 19 марта 2009 года. Во время сеансов нагрева с различными временными модуляциями мощности излучения лучи, связывающие навигационные спутники и наземные приемники, пересекали область нагрева. Эксперименты проводились в освещенной (дневной) ионосфере, когда интенсив-

ность искусственной ионосферной турбулентности имеет обычно достаточно низкий уровень.

Экспериментальные данные получались с помощью двухчастотного GPS/ГЛОНАСС приемника JAVAD LEXON, развернутого около стенда «Сура». Частота дискретизации данных составляла 10 Гц. Для анализа использовались фазовые данные, регистрируемые на обеих частотах сигналов ИСЗ GPS: 1575,42 МГц (L1) и 1227,6 МГц (L2). В процессе обработки фазовые данные для каналов L1 и L2 использовались для вычисления относительного наклонного полного электронного содержания

$$slTEC = \left(\frac{L_1}{f_1} - \frac{L_2}{f_2} \right) \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} \frac{c}{K} + \text{const}, \text{ где } K = 40.308 \text{ м}^3/\text{с}^2, \text{ } c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с} —$$

скорость света в вакууме. Из полученных временных рядов $slTEC$ с использованием метода скользящего среднего с окном 20 минут удалялся средний тренд, после чего выделенные вариации TEC ($varTEC$) изучались с помощью вейвлет анализа с целью выявления в них периодик и времени их проявления для сопоставления с режимами работы стенда «Сура». Для этого строились оценки локального спектра энергии $S(a_i, b_j)$:

$$S(a_i, b_j) = |W(a_i, b_j)|^2;$$

$$W(a_i, b_j) = \sum_{k=0}^{N-1} varTEC(t_k) \psi^* \left(\frac{t_k - b_j}{a_i} \right) / \sum_{k=0}^{N-1} \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{t_k - b_j}{a_i} \right)^2 \right),$$

где a_i – аналог периода, b_j – аналог времени, $\psi(t)$ – родительская функция вейвлета. В данной работе использовались вейвлеты Морле: $\psi(t) = \exp \left(-t^2/2 \right) \exp(i2\pi t)$.

Приведем пример анализа данных, полученных в эксперименте [3,4]. 16 марта 2009 года сеанс нагрева проводился с 6:15UT до 8:26UT в невозмущенных геомагнитных условиях ($Kp = 1$ во время всего сеанса). Использовалась частота излучения 4,3МГц. Волна накачки отражалась на высоте ~200 км. В первой части сеанса до 07:36 UT использовался режим нагрева прямоугольными импульсами длительностью 30 сек. с 30 сек. перерывами между импульсами и эффективной мощностью 40 МВт. С 07:36 UT эффективная мощность была увеличена до 80МВт при сохранении того же режима нагрева, а с 7:51 UT использовался режим нагрева прямоугольными импульсами длительностью 5 мин. с 5 мин. перерывами между импульсами.

Во время данного сеанса нагрева подионосферная точка для спутника GPS prn22 пересекала область нагрева с 7:23UT до 8:11 UT. На рис. 1 (слева) приведена запись вариаций ТЕС во время прохождения подионосферной точки через область нагрева, а так же схематично представлены

импульсы нагрева. Вариации с периодикой 1 мин. отчетливо видны на данной записи, также как и на вейвлет-спектре вариаций ТЕС, показанном на рис. 1 (справа).

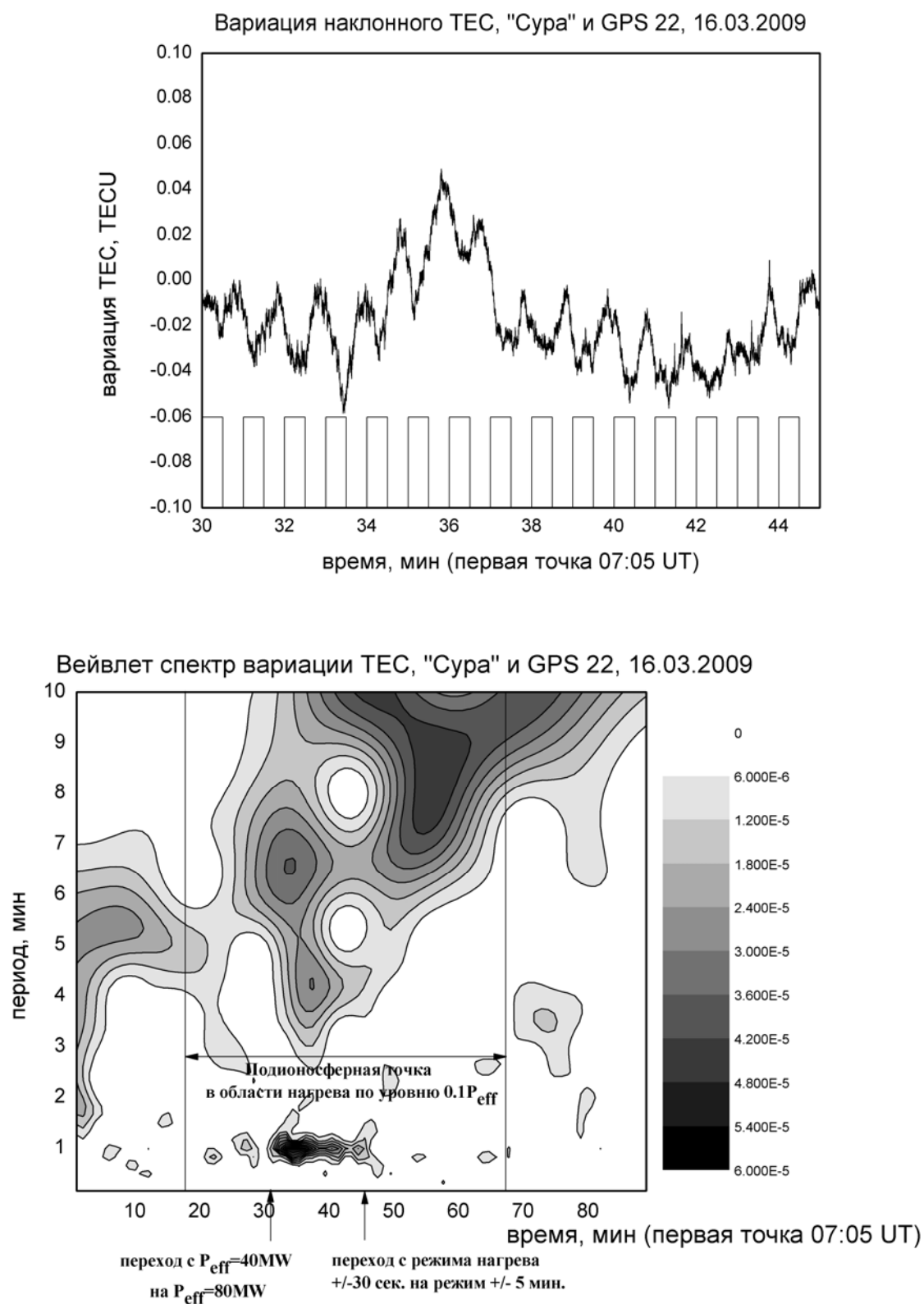


Рис. 1

Период 1 мин. соответствует модуляции эффективной мощности стенда «Сура». Отметим также, что данная периодика стала отчетливо выделяться, только начиная с 07:36 UT, когда стенд был переключен на эффективную мощность 80МВт и пропадает в 07:51 UT, когда стенд был переключен на другой режим модуляции эффективной мощности нагрева. Максимальные вариации ТЕС порядка 0.04TECU, наблюдались в 07:40UT практически в области магнитного зенита, что ясно свидетельствует об искусственном происхождении наблюдаемых вариаций ТЕС. Также можно сделать вывод, что в условиях проведения эксперимента, эффективной мощности волны накачки 40МВт с данной модуляцией оказалось не достаточно для создания неоднородностей распределения электронной концентрации, детектируемых по данным GPS. Тем не менее, если оценить возмущения электронной концентрации на высоте отражения волны накачки используя простое соотношение:

$$\frac{\delta N}{N} \approx \frac{\delta TEC}{lf_{0F2}^2} \frac{e^2}{\pi m_e}$$

где e и m_e – заряд и масса электрона, N концентрация электронов на высоте отражения волны накачки, приблизительно равная максимальному значению электронной концентрации соответствующей критической частоте f_{0F2} , δTEC – вызванные нагревом вариации полного электронного содержания, а также полагая, что толщина возмущенного слоя не превышает 5-10 км., можно получить достаточно значительные вариации электронной плотности порядка 10-20%, вызванные нагревом.

Всего было получено 14 регистраций вариаций полного электронного содержания во время ионосферных нагревов с различными режимами модуляции эффективной мощности волны накачки. Для них с применением вейвлет-анализа исследовались спектральные характеристики вариаций полного электронного содержания, пропорциональных приведенной фазе навигационных сигналов. Показано, что при прямоугольной модуляции мощности нагрева в спектре вариаций ТЕС появляются возмущения с периодами основной модуляции и ее гармоник. Представлены примеры определения вызванных мощными радиоволнами вариаций полного электронного содержания, включая определение амплитуд и временных характеристик вариаций ТЕС.

Литература

1. Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере. // УФН, 2007. Т. 177, №11, с.1145-1177.
2. Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г., Комраков Г.П., Котик Д.С., Митяков Н.А., Поляков С.В., Рапопорт В.О., Сергеев Е.Н., Терещенко Е.Д., Толмачева А.В., Урядов

В.П., Худукон Б.З. Модификация ионосферы Земли мощным КВ радиоизлучением. // УФН, 2007. Т.177. №3.С.330-340.

3. V.E. Kunitsun, A.M. Padokhin, A.E. Vasiliev, G. A. Kurbatov, V. L. Frolov and G. P. Komrakov Study of GNSS-measured Ionospheric Total Electron Content variations generated by powerful HF heating, Advances in Space Research, 2010 (принята к публикации)

4. V.E. Kunitsun, A.M. Padokhin, A.E. Vasiliev, G. A. Kurbatov, V. L. Frolov and G. P. Komrakov Investigation of GPS-measured Ionospheric Total Electron Content Variations Generated by HF-heating at Mid-latitudes, PIRS 2010 in Xi'An Proceedings, 22-26 March 2009

АКУСТО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Доцент *Андреева Е.С.*, вед.инженер *Крысанов Б.Ю.*,
профессор *Куницына В.Е.*

Земная атмосфера и ионосфера являются чувствительным индикатором волновых возмущений от разного рода природных и антропогенных источников. К естественным источникам возмущений относятся, прежде всего, землетрясения, цунами, сильные грозы, геомагнитная активность, сейши и т.п., к искусственным – различные химические и ядерные взрывы, запуски космических ракет, нагрев ионосферы мощными радиоволнами. Основным механизмом распространения возмущений от таких источников в атмосферу являются акусто-гравитационные волны (АГВ). Из-за быстрого спада плотности атмосферы с высотой, эти волны по мере распространения вверх усиливаются по амплитуде и приводят к сильным возмущениям в верхней атмосфере. Для наземных источников коэффициент усиления амплитуды волн достигает иногда 10^4 на ионосферных высотах. Современные радиофизические методы исследования верхней атмосферы, такие как радиотомография и некогерентное рассеяние, позволяют регистрировать такие возмущения в ионосфере в больших пространственных областях.

В работе численно исследовались волнообразные возмущения электронной плотности в ионосфере, которые наблюдаются от разного рода источников. Для этого необходимо было решить уравнения геофизической гидродинамики, которые описывают распространения АГВ. Основу уравнений гидродинамики составляет уравнение Навье–Стокса. Уравнение Навье–Стокса применимо к атмосфере до высот 450÷500 км [1 - 3]. Так как в основном возмущение атмосферы наблюдается именно до таких высот, то данное уравнение применимо для данной задачи. Чтобы включить источ-

ники возмущений в модель, задавались значения скорости, смещения и температуры частиц воздуха на нижней границе области моделирования или как добавка к правой части уравнения. Область моделирования составляла по высоте до 500 км, а по горизонтали до 6000 км. Диапазон расчётов по времени составлял до 50000 с (~14 часов). Проводились исследования АГВ для следующих поверхностных источников (экспериментальные результаты для которых подтверждают возможность возбуждения ими сильных возмущений в верхней атмосфере): землетрясения и взрывы (пространственный масштаб Dx до 100 км, амплитуды w_m до 10 м/с, $T < 1-2$ с), крупномасштабные длиннопериодные колебания земной поверхности (пространственный масштаб Dx до 800 км, периоды $T = 100-10000$ с, амплитуды смещения $x_m < 1$ м), поверхностные длиннопериодные колебания на воде – сейши (амплитуды смещения поверхности $x_m = 0.3-3$ м, характерные периоды T – 1-3 часа), температурный нагрев поверхностного приземного слоя атмосферы (Dx – до 100 км, амплитуда $T_m = 0.1-5$ К), волны цунами (пространственный масштаб $Dx = 100-200$ км, амплитуда смещения в открытом океане $x_m = 1-100$ см, амплитуда смещения на берегу $x_m = 5-10$ м, скорость $V_u = 200-300$ м/с). Была исследована возможность возникновения АГВ при таком явлении, как высыпания частиц в верхних слоях атмосферы ($Dx = 100-300$ км, максимальная температура 10 К и характерные времена в диапазоне 100 – 3600 с). Были использованы профили фоновой температуры, плотности, молекулярной массы реальной атмосферы, взятые из модели MSIS-90.

Анализ полученных результатов показал принципиальную возможность генерации АГВ в атмосфере для исследуемых типов источников и фоновых профилей атмосферы. Были определены следующие общие закономерности в распространении возмущения в верхней атмосфере для всех типов источников: формирование над эпицентром поверхностного источника на высотах мезопаузы и выше устойчивой картины акустического возмущения, масштабы которого зависели от характеристик источника и в среднем составляли ~1000 км по горизонтали и ~400 км по вертикали; формирование пакетов ВГВ (протяженностью от 2 до нескольких десятков длин волн), которые захватывались в волноводный канал на высотах, выше мезопаузы и распространялись в горизонтальных направлениях от источника с наклоном вниз. При распространении волн с расстоянием наблюдалось увеличение периода и длины волны ВГВ. На дистанции 2000 км от центра источника увеличение периода составляло в среднем ~120-150 с, по сравнению со значением периода гравитационных волн над эпицентром источника.

По своим основным характеристикам волны, полученные при моделировании, принадлежали как акустическому, так и гравитационному спектру АГВ. Периоды АВ составляли около 170-290 с, периоды ВГВ – 750-1500 с. Причем при распространении АВ вверх в первые 1000 с после начала возмущения период наблюдаемых волн составлял ~170-200 с, а после достижения волнами потолка высот 400-500 км и формирования устойчивой картины акустического возмущения над источником период АВ увеличивался до 220-290 с. Групповая скорость акустических волн, полученная при моделировании, варьировалась от 340 м/с до 600 м/с в зависимости от высоты, внутренние гравитационные волны имели скорости в диапазоне 250-310 м/с и имели тенденцию к незначительному увеличению с расстоянием. Горизонтальные длины волн ВГВ составляли 250-280 км, горизонтальные длины волн АВ – 170-200 км.

Максимальные амплитуды вертикальной, горизонтальной скорости АВ, а также возмущений температуры в области непосредственно над источником наблюдались на высотах 250-350 км. На горизонтальном удалении 1000 км от источника, где преобладали в основном гравитационные волны, максимумы u , w , T смещались в сторону мезопаузы на высоты ~ 150-200 км. Средние значения амплитуд u , w , T возмущения на высоте максимального отклика превышали те же значения у поверхности земли в 300-400 раз. Максимальное усиление амплитуды вертикальной скорости w и температуры T в области непосредственно над источником для всех типов источников составило ~4000-6000 и ~2000-3000 раз соответственно.

Было осуществлено сравнение полученных результатов с результатами экспериментальных и теоретических работ в тех случаях, где подобные исследования проводились. Характеристики ионосферных возмущений, которые наблюдаются после крупных землетрясений [4], промышленных взрывов [5], стартов ракет [6], а также после прохождения волн цунами [7], и по которым есть данные в литературе, в целом подтвердились и в результатах представленного моделирования поверхностных источников.

Литература

1. Казимировский Э.С., Кокоуров В.Д. Движение в ионосфере. Наука. 1979.
2. Гаврилов Н.М. Распространение внутренних гравитационных волн в стратифицированной атмосфере. Изв. АН СССР. ФАО. 1985. 21. 921 – 927.
3. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. «Мир». 1975. 532 с.
4. Afraimovich E.L., Perevalova N.P., Plotnikov A.V., Uralov A.M. The shock-acoustic waves generated by earthquakes// Ann. Geophysicae. 2001. Vol.19. 395 – 409.
5. Андреева Е.С., Гохберг М.Б., Куницын В.Е., Терещенко Е.Д., Худукон Б.З., Шалимов С.Л. Радиотомографическая регистрация возмущений

ионосферы от наземных взрывов// Космические исследования. 2001. т. 39. № 1. с. 13 – 17.

6. Ahmadv R., Kunitsyn V. Simulation of generation and propagation of acoustic gravity waves in the atmosphere during a rocket flight// International Journal of Geomagnetism and Aeronomy. Vol. 5, doi:10.1029/2004GI000064, P.1-12. 2004

7. Artru J., Ducic V., Kanamori H., Lognonne P., Murakami M. Ionospheric detection of gravity waves induced by tsunamis// Geophys. J. Int. 2005. V.160. P. 840-848.

Подсекция:

ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА

И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор АИ. Осипов,
профессор В.М. Шибков

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ ПОТОКОВ

Аспирант *Карачев А.А.*, профессор *Шибков В.М.*, доцент *Шибкова Л.В.*

В работе исследовано влияние неравновесной плазмы поверхностного СВЧ разряда на процессы воспламенения тонких пленок спирта, бензина и керосина в условиях до- и сверхзвукового воздушного потока. Показано, что в условиях дозвуковых и сверхзвуковых воздушных потоков время задержки воспламенения с помощью поверхностного СВЧ разряда жидких углеводородов составляет величину порядка 5-100 мкс, поперечная скорость распространения фронта горения не зависит от скорости потока и приблизительно равна 100 м/с, воспламенение происходит при температуре порядка 1000 К, а температура пламени порядка 3000 К.

В условиях реального полета требуется реформировать (подготовить) жидкое топливо для использования в камере сгорания прямооточного воздушно-реактивного двигателя. Для уменьшения продольных размеров прямооточного двигателя при сверхзвуковых режимах полета летательного аппарата необходимо также оптимизировать режим создания низкотемпературной газоразрядной плазмы с целью быстрого воспламенения жидкого углеводородного топлива, а также увеличения скорости распространения горения.

При помещении жидкости в вакуумную камеру происходит ее интенсивное испарение, поэтому для изучения процесса воспламенения жидких углеводородов необходимо проводить эксперименты при атмосферном давлении. Система подвода электромагнитной энергии к антенне, разработанная в [1-4], позволяет создать поверхностный СВЧ разряд в широком диапазоне давлений, в том числе и при атмосферном давлении воздуха при подводимой импульсной мощности 20-80 кВт. Воспламенение углеводородов в жидкой фазе изучалось на примере спирта, бензина и керосина, наносимых тонким слоем на верхнюю и нижнюю поверхности кварцевой антенны, на которой создавался поверхностный СВЧ разряд. Эксперименты проводились на установке, включающей в себя вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, систему для создания сверхзвукового воздушного потока, магнетронный генератор, систему для ввода СВЧ энергии в камеру, прямоугольный аэродинамический канал, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Высокоскоростной поток создается при заполнении барокамеры воздухом через специально профилированное сопло Лаваля. В условиях экспериментов направление сверхзвукового потока было противоположно направлению распространения по-

верхностной СВЧ волны. Скорость воздушного потока изменялась от 10 до 440 м/с при атмосферном давлении $p_0 = 760$ Тор неподвижного воздуха в вакуумной камере. Источником СВЧ излучения служит импульсный маг-

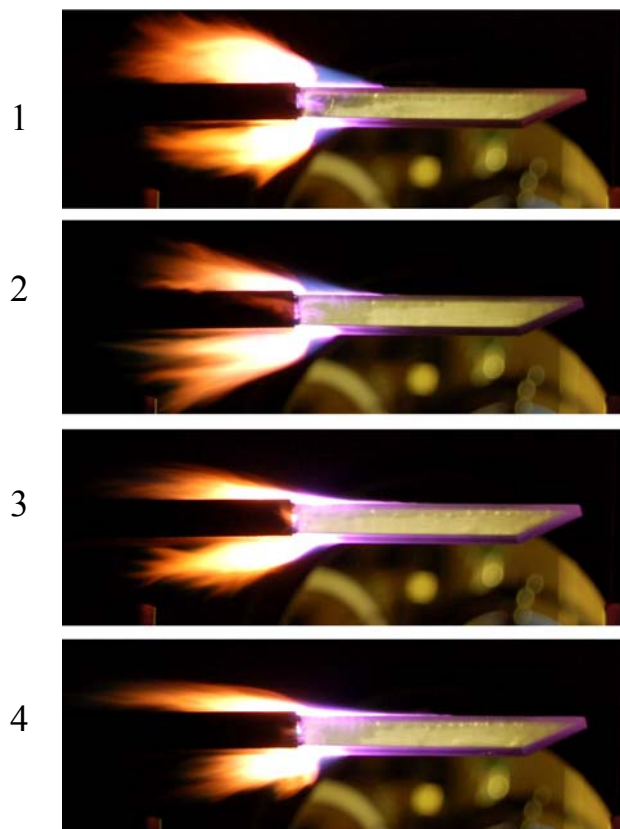


Рис. 1. Воспламенение спирта с помощью поверхностного СВЧ разряда при $\tau = 120$ мкс, $p_0 = 760$ Тор, $W = 65$ кВт и различных скоростях воздушного потока v_f , м/с: 1 – 190, 2 – 260, 3 – 390; 4 – 440

нетронный генератор (длина волны $\lambda = 2.4$ см; импульсная мощность $W < 80$ кВт; длительность импульса $\tau = 5\text{--}150$ мкс; скважность $Q = 1000$). Эксперименты показали, что и в дозвуковых (рис. 1, кадры 1 и 2), и в сверхзвуковых (рис. 1, фото 3 и 4) воздушных потоках поверхностный СВЧ разряд приводит к воспламенению тонкой пленки спирта. При этом на фотографиях у поверхности антенны отчетливо виден тонкий (толщиной порядка 1 мм), ярко светящийся слой, представляющий собой плазму поверхностного СВЧ разряда. Воспламенение происходит в области существования поверхностного СВЧ разряда в зоне подвода микроволновой энергии. При импульсной мощности 65 кВт воспламенение инициируется уже при длительности импульса 10 мкс. Как и в неподвижном воздухе, период индукции уменьшается от 100 до 5 мкс при увеличении подводимой мощности от 20 до 75 кВт. В дозвуковом потоке (рис. 1, кадр 1) воспламенение тонкой пленки спирта при импульсной мощности 65 кВт происходит уже на расстоянии 0.5 см от переднего фронта поверхностного СВЧ разряда. По углу наклона границы горения к направлению воздушного потока можно определить поперечную скорость распространения фронта горения. С увеличением скорости потока (рис. 1) угол наклона границы горения уменьшается, однако в условиях эксперимента рассчитанная по этим данным поперечная скорость распространения фронта горения спирта не зависит от скорости потока (рис. 2). Экспериментально получено, что в условиях высокоскоростного воздушного потока скорость распространения фронта горения жидких углеводородов увеличивается от 50 до 100 м/с с ростом подводимой импульсной СВЧ мощности от 45 до 75 кВт.

Аналогичные результаты в условиях высокоскоростных воздушных потоков получены и при воспламенении керосина поверхностным СВЧ разрядом. Оказалось, что воспламенение происходит в течение первых десяти микросекунд существования разряда, т.е. при подводимой импульсной мощности 70 кВт период индукции в керосине составляет величину порядка 10 мкс, а скорость распространения передней границы области горения в этих условиях достигает 100 м/с.

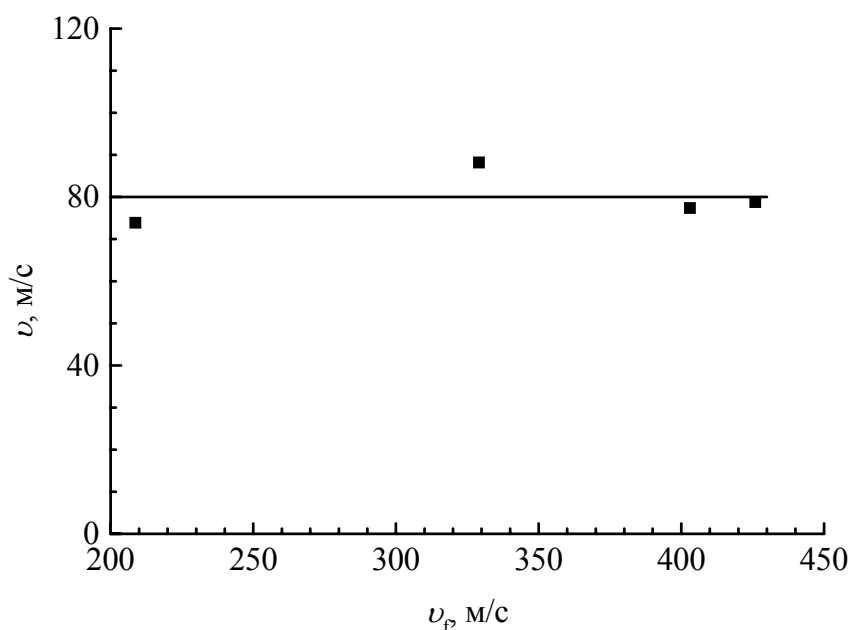


Рис. 2. Зависимость поперечной скорости распространения фронта горения спирта, воспламеняемого поверхностным СВЧ разрядом, в зависимости от скорости воздушного потока. $\tau = 120$ мкс, $p_0 = 760$ Тор, $W = 65$ кВт

На рис. 3 представлены интегральные фотографии общего вида антенны, на которой с помощью поверхностного СВЧ разряда происходит воспламенение тонкой пленки керосина в условиях высокоскоростного воздушного потока. Скорость воздушного потока изменялась от дозвуковой $v_f = 210$ м/с (рис. 3, фото 1) до сверхзвуковой $v_f = 400$ м/с (фото 2). Из полученных результатов следует, что самостоятельный поверхностный СВЧ разряд одинаково легко воспламеняет керосин, как в условиях дозвукового, так и сверхзвукового потоков. Временной ход температуры газа, измеренный в течение СВЧ импульса, показывает (смотри рис. 4), что в условиях поверхностного СВЧ разряда, создаваемого в сверхзвуковом потоке воздуха, воспламенение тонкой пленки керосина начинает инициироваться спустя 10-20 мкс после начала воздействия, когда температура газа достигает приблизительно 1200 К. Температура пламени в условиях плазменно-стимулированного поверхностным СВЧ разрядом воспламенения жидких

углеводородов быстро увеличивается до 3200 К, что хорошо совпадает с данными, полученными при воспламенении тонких пленок спирта и бензина.

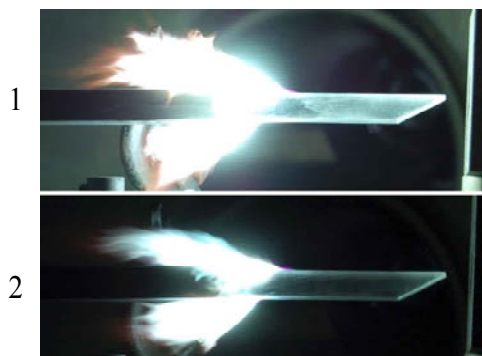


Рис. 3. Воспламенение керосина в условиях поверхностного СВЧ разряда при $p_0 = 760$ Тор; $W = 65$ кВт; $\tau = 175$ мкс и различных значениях скорости потока воздуха v_f , м/с: 1 – 210; 2 – 400

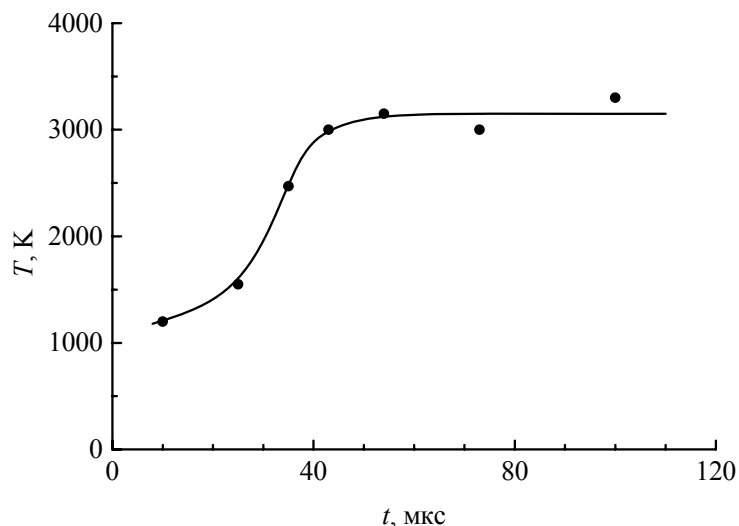


Рис. 4. Временной ход температуры газа при воспламенении керосина с помощью поверхностного СВЧ разряда в условиях сверхзвукового воздушного потока $v_f = 400$ м/с, $p_0 = 760$ Тор, $\tau = 120$ мкс, $W = 65$ кВт

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 08-02-01251).

Литература

1. Шибкова Л.В. Поверхностный сверхвысокочастотный разряд при высоких давлениях воздуха //Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 2007. Т. 48. № 5. С. 62
2. Шибкова Л.В. Физические процессы в движущейся плазме многокомпонентных инертных и химически активных смесей. Дисс. докт.физ.-матем.наук. М.: ОИВТ РАН, 2007.
3. Александров А.Ф., Шибков В.М., Шибкова Л.В. Воспламенение углеводородных пленок в условиях поверхностного сверхвысокочастотного разряда. //Вестник московского университета, Серия 3. Физика. Астрономия. 2008, т.63, № 6, с.65-67.
4. Шибков В.М., Шибкова Л.В., Карачев А.А. Поверхностный сверхвысокочастотный разряд при повышенных давлениях воздуха. //Теплофизика высоких температур. 2009, т.35, № 5, с.650-658.

ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

Аспирант *Константиновский Р.С.*, профессор *Шибков В.М.*,
доцент *Шибкова Л.В.*

Экспериментально исследовано воспламенение сверхзвукового пропан-воздушного потока в условиях низкотемпературной плазмы поверхностного СВЧ разряда. Показано, что воспламеняются как богатые, так и бедные смеси, при этом интенсивность горения максимальна для стехиометрической смеси. Экспериментально получена зависимость времени воспламенения сверхзвукового пропан-воздушного потока от приведенного электрического поля E/n в условиях неравновесной газоразрядной плазмы. Показано, что период индукции уменьшается от 1 мс до 5 мкс с увеличением E/n от 40 до 200 Тд. Скорость распространения передней границы области горения, зависящая от эквивалентного отношения смеси и подводимой СВЧ мощности, максимальна в стехиометрической смеси и достигает 160 м/с при $E/n = 150$ Тд. Температура горения в этих условиях порядка 3000 К.

В данной работе влияние неравновесной плазмы на период индукции газообразного углеводородного топлива изучается на примере воспламенения с помощью самостоятельного импульсного поверхностного СВЧ разряда сверхзвукового пропан-воздушного потока с числом Маха $M=2$. Для исследования возможности воспламенения с помощью поверхностного СВЧ разряда высокоскоростных углеводородных потоков использовалась экспериментальная установка, включающая в себя вакуумную камеру, ресивер высокого давления воздуха, ресивер высокого давления пропана, систему для смешивания пропана с воздухом, систему для создания сверхзвукового потока, магнетронный генератор, систему для ввода СВЧ энергии в камеру, прямоугольный аэродинамический канал, систему синхронизации и диагностическую аппаратуру. Источником СВЧ излучения служит импульсный магнетронный генератор (длина волны $\lambda = 2.4$ см; импульсная СВЧ мощность $W < 75$ кВт; длительность импульса $\tau = 5\text{--}150$ мкс; скважность $Q = 1000$, при этом средняя СВЧ мощность не превышала 100 Вт).

Процесс инициирования воспламенения сверхзвукового пропан-воздушного потока с помощью неравновесной газоразрядной плазмы изучался при различных составах горючей смеси Φ . Величина $\Phi = (\gamma_2 / \gamma_1) / (\gamma_2 / \gamma_1)_{st}$ равна отношению доли (γ_2 / γ_1) пропана в смеси к доле пропана $(\gamma_2 / \gamma_1)_{st}$ в сте-

хиометрической смеси. С целью изменения эквивалентного отношения ϕ в эксперименте изменялось давление в ресиверах высокого давления воздуха p_1 и пропана p_2 . Воспламенение исследовалось в условиях высокоскоростного пропан-воздушного потока с числом Маха $M = 2$, секундный массовый расход воздуха dm_1/dt изменялся от 25 г/с до 125 г/с, а секундный массовый расход пропана dm_2/dt от 1 г/с до 7 г/с, при этом эквивалентное отношение для пропана менялось от 0.3 до 2. Подводимая импульсная СВЧ мощность W изменялась от 30 до 70 кВт, а длительность СВЧ импульса τ от 5 до 150 мкс. Давление p_0 неподвижного воздуха в вакуумной камере изменялось от 10 до 100 Тор.

Поверхностный СВЧ разряд существует при больших значениях приведенного электрического поля, при этом электрическое поле локализовано в

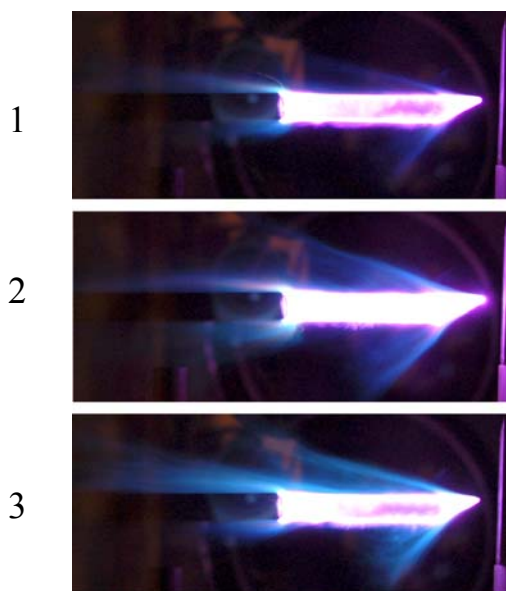


Рис. 1. Общий вид воспламенения сверхзвукового пропан-воздушного потока в условиях поверхностного СВЧ разряда при $dm_1/dt = 55.5$ г/с, $p_0 = 40$ Тор, $\tau = 120$ мкс, $W = 70$ кВт, и различных значениях dm_2/dt , г/с: 1 – 1.05; 2 – 3.6; 3 – 6.2, ϕ : 1 – 0.31; 2 – 1.0; 3 – 1.67. Сверхзвуковой поток направлен справа налево

тонком ($h < 1$ мм) приповерхностном слое. Это ведет, во-первых, к эффективному возбуждению высокорасположенных уровней молекул и атомов с последующей генерацией ультрафиолетового излучения, вызывающего фотоионизацию молекул примеси. Во-вторых, как показано в [1–5], в плазме поверхностного СВЧ разряда при атмосферном давлении воздуха в первые 10–20 мкс развития разряда происходит быстрый нагрев газа со скоростью 30–70 К/мкс. При этом скорость нагрева воздуха растет с увеличением плотности потока подводимой мощности, т.е. с увеличением приведенного значения электрического поля. К концу СВЧ импульса длительностью 100 мкс температура газа достигает величины 1500 – 2000 К в зависимости от подводимой мощности. Быстрый нагрев газа приводит к тепловому взрыву вблизи поверхности антенны. Поэтому формирование разряда сопро-

вождается генерацией ударных волн, что приводит газ в движение в направлении перпендикулярном поверхности антенны, а на поздних стадиях в области существования разряда образовывается зона с пониженной плотностью нагретого слабоионизованного газа. Все эти процессы могут играть важную роль при использовании поверхностного СВЧ разряда для

инициирования и интенсификации горения сверхзвуковых потоков углеводородного горючего. Экспериментально показано, что при импульсной мощности 35 кВт воспламенение происходит уже на расстоянии 1.5 см от переднего торца антенны. С увеличением подводимой энергии интенсивность горения сверхзвукового пропан-воздушного потока возрастает, при этом при мощности 70 кВт горение начинается приблизительно на расстоянии 0.5 см от переднего края антенны. В условиях поверхностного СВЧ разряда воспламенение происходит в течение первых 10 мкс, с увеличением длительности воздействия интенсивность горения возрастает, при этом поперечная скорость распространения фронта горения остается практически неизменной.

Важным параметром при воспламенении и горении воздушно-углеводородного топлива является состав смеси. В качестве примера на рис. 1 представлены фотографии воспламенении сверхзвукового пропан-воздушного потока в условиях поверхностного СВЧ разряда для различных значений давления в ресивере высокого давления пропана. Из полученных результатов следует, что поверхностный СВЧ разряд приводит к воспламенению, как бедных, так и богатых смесей.

Зависимость поперечной скорости распространения фронта горения v_f сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси от эквивалентного отношения для пропана представлена на рис. 2. Видно, что как для бедных, так и богатых смесей фронт горения распространяется с очень высокой скоростью, превышающей 100 м/с, однако скорость фронта горения максимальна для сверхзвукового стехиометрического пропан-воздушного потока и достигает в условиях эксперимента величины 165 м/с.

На рис. 3 представлены интегральная фотография (кадр 1) общего вида горения сверхзвукового пропан-воздушного потока, воспламеняемого с помощью поверхностного СВЧ разряда, а также мгновенная теневая фотография (кадр 2), зафиксированная в момент окончания СВЧ импульса. На теневой фотографии видна передняя граница области горения, совпадающая по конфигурации с границей области сверхзвукового горения, наблюдаемой на интегральной фотографии. Такое пространственное распределение фронта горения сверхзвукового потока пропан-воздушной смеси подтверждает наше предположение о возможном влиянии собственного ультрафиолетового излучения поверхностного СВЧ разряда [6,7], а также о влиянии газодинамических возмущений, возникающих вблизи антенны в условиях поверхностного СВЧ разряда [8,9], на кинетику воспламенения и горения углеводородного горючего. Наблюдаемые на теневой фотографии (см. рис.3, кадр 2) косые скачки подтверждают тот факт, что в условиях эксперимента исследуется процесс воспламенения сверхзвукового пропан-воздушного потока.

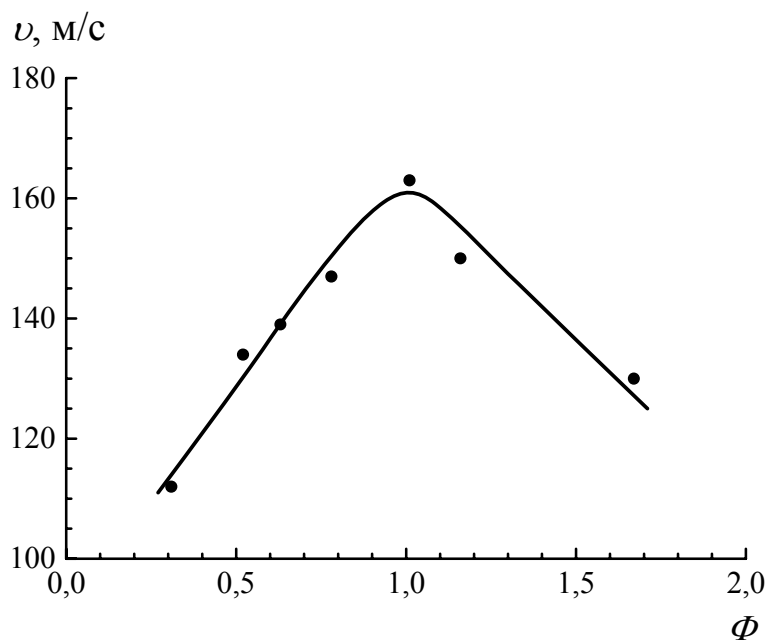


Рис. 2. Зависимость скорости распространения фронта течения сверхзвукового потока от эквивалентного отношения для пропана. Длительность СВЧ и импульса $\tau = 120$ мкс, импульсная СВЧ мощность $W = 70$ кВт

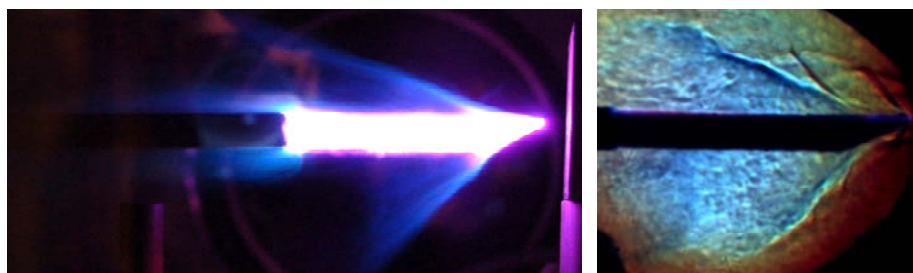


Рис. 3. Общий вид (1) и мгновенная теневая картина (2) воспламенения сверхзвукового стехиометрического пропан-воздушного потока в условиях поверхностного СВЧ разряда на кварцевой антенне при $dm_1/dt = 55.5$ г/с, $dm_2/dt = 3.6$ г/с, $\Phi = 1$, $\tau = 120$ мкс, $W = 70$ кВт. Импульс лампы вспышки длительностью 4 мкс задержан относительно переднего фронта СВЧ импульса на 120 мкс. Сверхзвуковой поток направлен справа налево

Факт воспламенения фиксировался также с помощью двойного зонда, помещенного вне области существования поверхностного СВЧ разряда, а именно, на расстоянии $x = 23$ мм от переднего торца антенны и $y = 3.5$ мм от ее поверхности. Получено, что в условиях поверхностного СВЧ разряда в воздухе ионный ток насыщения, фиксируемый двойным зондом, мал и определяется плазмой слабоионизованного ореола, существующего вблизи поверхностного СВЧ разряда. При воспламенении пропан-воздушного потока концентрация заряженных частиц в области горения резко возрастает. Распространяющийся перпендикулярно поверхности антенны фронт горения проходит через область расположения двойного зонда, что ведет к увеличению зондового тока насыщения, который на порядок величины

превышает интенсивность сигнала, соответствующего поверхностному СВЧ разряду в сверхзвуковом воздушном потоке.

При воспламенении сверхзвукового стехиометрического пропан-воздушного потока регистрировался также спектр излучения пламени в процессе горения в условиях импульсно-периодического поверхностного СВЧ разряда В спектре присутствуют интенсивные полосы CN, OH и NH, наблюдаются также слабые полосы второй положительных систем молекулярного азота, слабый непрерывный спектр и спектральные линии атомарного водорода. Получено, что при горении в условиях поверхностного СВЧ разряда температура пламени порядка 3000 К.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 08-02-01251).

Литература

1. Shibkov V.M., Chernikov A.V., Chernikov V.A. et.al. Surface microwave discharge on dielectric body in a supersonic flow of air. //Microwave discharges: Fundamentals and applications. Yanus-K, Moscow, 2001, p. 145-153.
2. Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В. Сверхвысокочастотный разряд на поверхности диэлектрической антенны // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 4. С. 67.
3. Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Шибкова Л.В. Механизмы распространения поверхностного сверхвысокочастотного разряда // ЖТФ. 2005. Т. 75. № 4. С. 74.
4. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П. и др. Свободно локализованный сверхвысокочастотный разряд в сверхзвуковом потоке газа // Физика плазмы. 2005. Т. 31. № 9. С. 857.
5. Шибкова Л.В. Физические процессы в движущейся плазме многокомпонентных инертных и химически активных смесей. Дисс. ...докт.физ.-матем.наук. М.: ОИВТ РАН, 2007.
6. Shibkov V.M., Alexandrov A.F., Chernikov A.V. et al. Influence of Surface Microwave Discharge on the Characteristics of Supersonic Flow near Streamlined Body //Proceedings of 43rd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 2005, Reno, NV, USA, AIAA-2005-0779.
7. Shibkov V.M., Aleksandrov A.F., Chernikov V.A. et.al. Microwave and Direct-Current Discharges in High-Speed Flow: Fundamentals and Application to Ignition. //Journal of Propulsion and Power. 2009. V.25, No 1, p.123-137.
8. Шибкова Л.В. Поверхностный сверхвысокочастотный разряд при высоких давлениях воздуха //Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия. 2007. Т. 48. № 5. С.62.
9. Шибкова Л.В. Физические процессы в движущейся плазме многокомпонентных инертных и химически активных смесей. Дисс. ...докт.физ.-матем.наук. М.: ОИВТ РАН, 2007.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ОБЛАСТЬЮ РЕЛАКСАЦИИ ПЛАЗМЫ НАНОСЕКУНДНОГО РАСПРЕДЕЛЕННОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА

Профессор *Знаменская И.А.*, аспирант *Орлов Д.М.*, доцент *Иванов И.Э.*,
аспирант *Коротеева Е.Ю.*

В работе экспериментально исследовалось и численно моделировалось газодинамическое течение, наблюдавшееся при распространении плоской ударной волны в канале, на одной из стенок которого инициировался импульсный сильноточный поверхностный распределенный скользящий разряд («плазменный лист»). Разряд представлял собой квазинепрерывную систему параллельных скользящих по поверхности каналов, площадью $100 \times 30 \text{ мм}^2$ и толщиной 0,5 мм. Мгновенное с точки зрения характерных газодинамических времен вложение энергии в тонком слое воздуха у стенки канала приводило к значительному росту давления и температуры в области «плазменного листа». По разрядной камере из зоны разряда начинали распространяться ударные волны и возмущения. Через 30-40 мкс возмущения затухали; в разрядной области в тонком слое нагретого газа шли релаксационные процессы.

В ходе экспериментов теневым методом исследовалось взаимодействие ударной волны с пристеночной областью релаксирующей плазмы, сформированной распределенным поверхностным разрядом. Эволюция течения при движении ударной волны по возбужденному разрядом слою газа рассматривалась на разных временных стадиях после инициирования разряда ($t_{\text{heat}}=40\text{-}500 \text{ мкс}$), при различном начальном давлении в разрядной камере ($P_0=20\text{-}80 \text{ Торр}$) и для разных чисел Маха ($M=1,5\text{-}3$). В этих условиях течение оказывалось нестационарным, так как происходила релаксация, расширение нагретой импульсным разрядом области.

Было обнаружено возникновение сложной ударно-волновой конфигурации с предвестником - крупномасштабным возмущением, опережающим фронт плоской волны, - растущей неограниченно с выходом на автомодельный режим. Исследовалась динамика предвестника (линейный рост до момента выхода из разрядного промежутка), а также для каждого теневого снимка оценивалось среднее значение температуры теплового пристеночного слоя по углу косой ударной волны [1]. Для времен $t_{\text{heat}} > 150\text{-}200 \text{ мкс}$ температура в разрядной камере в целом успевала выравниваться, что объясняло отсутствие предвестника (Рис.1).

При увеличении начального давления в камере до 75 Торр на взаимодействие сверхзвукового потока с «релаксирующей областью» начинала оказывать существенное влияние неоднородность зоны поверхностного разряда, которая усиливалась при прохождении ударной волны. Для вре-

мен нагрева $t_{heat}=50-100$ мкс, помимо предвестника, наблюдалась турбулизация и разрастание неоднородного течения за фронтом (рис.2а). Неравномерность энергоподвода приводила к формированию вблизи поверхности областей пониженной плотности, которые перед волной практически не визуализировались, однако при прохождении по ним ударной волны приводили к образованию когерентных структур за фронтом, зарегистрированных на теневых снимках.

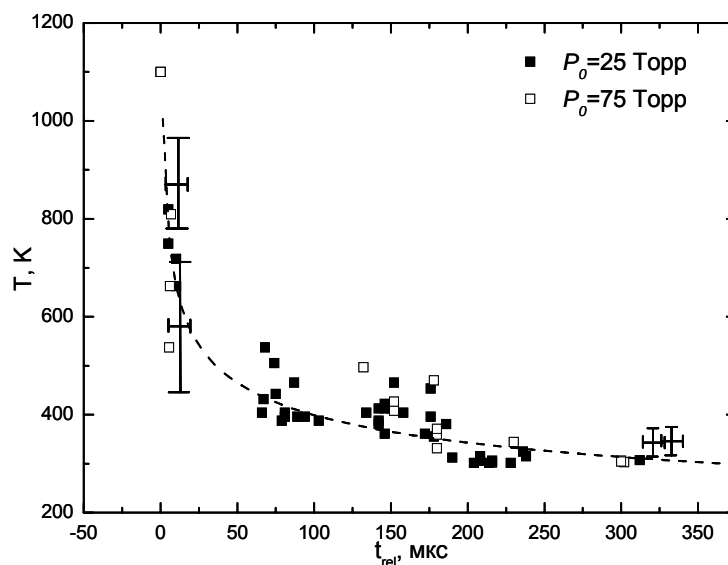


Рис. 1. Зависимость поступательной температуры газа в релаксирующей области от времени после разряда t_{rel}

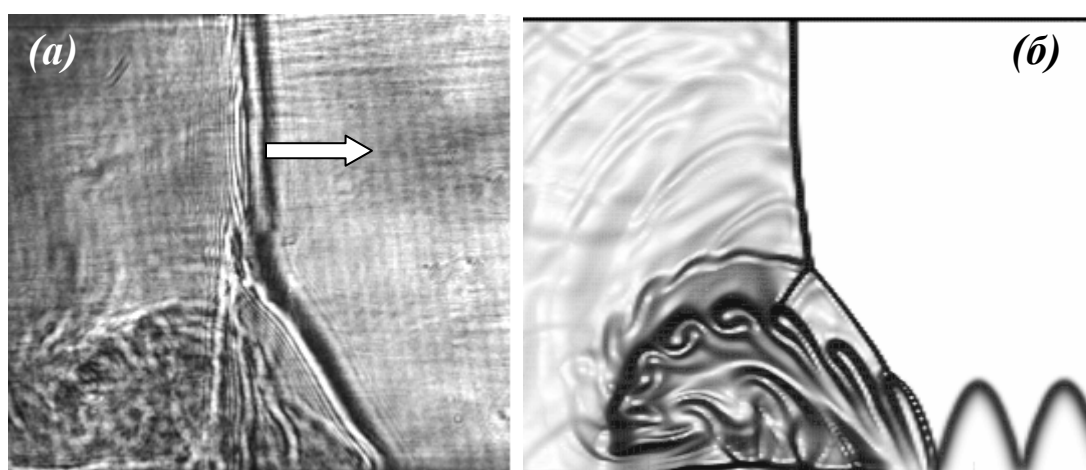


Рис. 2. Теневой снимок (а) и численная шпирен-визуализация течения в модели неоднородного периодического (синусоидального) энерговклада (б) для параметров $P_0=75$ Torr, $M=2.5$, $t_{heat}=50$ мкс

Поскольку геометрия эксперимента позволила считать течение квазидвумерным, теневые снимки сравнивались с результатами численного 2D моделирования. Расчет проводился в рамках полной системы нестационарных уравнений Навье–Стокса, осредненных по Рейнольдсу. Конвективные потоки рассчитывались по методу Годунова повышенного порядка точности. Для описания турбулентности использовалась к-ε модель [2]. В качестве рабочего газа был взят воздух ($\gamma=1.4$), невозмущенные параметры течения ($P_0=25, 75$ Торр; $T=300$ К) и граничные условия соответствовали условиям эксперимента. Расчетная область имела размеры 16.8×2.4 см, с сеткой 700×200 (либо 1400×400) ячеек. Взаимодействие ударной волны с пристеночным слоем неравномерно нагретого газа моделировалось как распространение поверхности разрыва по области с неоднородным распределением температуры. Вид температурного поля подбирался с учетом анализа теневых снимков и картины свечения разряда в начальный момент времени, плотность пересчитывалась из уравнения состояния (при постоянном давлении).

Сравнение расчета при различных начальных условиях с данными эксперимента позволило восстановить структуру энерговложения в приповерхностный слой газа от «плазменного листа» (рис. 2б).

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант 08-08-00903-а).

Литература

1. Немчинов И.В., Артемьев В.И. и др. Формирование новых структур газодинамических течений при возмущении плотности в тонких протяженных каналах перед фронтами УВ // Мат. моделирование т. 1, № 8/1989
2. Глушко Г.С., Иванов И.Э., Крюков И.А. Особенности расчета турбулентных сверхзвуковых течений / Препринт № 882 Институт проблем механики РАН, М. 2008, 38 с.

ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ И ФОРМИРОВАНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ И ПРИ ГЕТЕРОГЕННОМ ГОРЕНИИ

Профессор Уваров А.В., профессор Сысоев Н.Н.,
аспирантка Якимчук О.С.

Исследование стационарных состояний неравновесных систем, определяемых параметрами накачки энергии и теплоотвода, занимает важнейшее

место в современных газодинамических и теплофизических исследованиях. Процессы теплового взрыва, контракции, горения являются классическими примерами таких систем. Однако влияние свободной конвекции на такие системы исследовано очень слабо, поскольку, как правило, в инженерных расчетах используются «эффективные» усредненные значения коэффициентов переноса, которые косвенно учитывают конвекцию, а в кинетических исследованиях теплопроводность и диффузия описываются с помощью простейшей модели молекулярного переноса. В то же время, в случае, когда числа Рэлея достаточно велики, влияние конвекции становится определяющим, и она очень существенно меняет поля температур и концентраций. При объемном энерговыделении, зависящим от поля температур, ключевым моментом оказывается не усредненное, а максимальное значение температуры, а также взаимосвязь кинетических процессов и процессов гидродинамического переноса. Таким образом, возникает актуальная задача совместного рассмотрения энерговыделения, кинетических и гидродинамических процессов и их влияния на параметры неравновесных систем.

Основной особенностью естественной конвекции в лазерах и разрядах является сильная зависимость числа Рэлея от плотности среды. При низких плотностях влиянием конвекции можно пренебречь, однако уже при плотностях, соответствующих давлениям 50-500 тор роль конвекции оказывается весьма существенной. Именно в этой области проходят исследования, связанные с особенностями резких переходов неравновесных систем в новые стационарные состояния (контракцией), в частности, подробно исследовался экспериментально положительный столб тлеющего разряда в инертных газах [1]. В настоящее время модели, описывающие эти переходы, претендуют на точность в пределах нескольких процентов (см., например, [2]), однако теплоотвод в этих одномерных моделях учитывается с помощью простейшего молекулярного механизма. Учет конвекции приводит к сдвигу вольт-амперных характеристик на десятки процентов, что указывает на важность конвекции в этих условиях.

В процессах гетерогенного горения влияние естественной конвекции оказывается определяющим, потому что именно конвективный теплообмен обеспечивает приток окислителя. Развитие конвекции вызывает появление стационарных гидродинамических оттоков, достигающих значительных скоростей. Этим фактом определяются и особенности тушения пламени. Недостаточно просто подвести воду или газопорошковую смесь к области горения - наличие газодинамического потока приводит к сдуванию тушащего вещества с поверхности, поэтому необходимо также остановить конвективный поток. Моделирование таких систем происходит с очень значительными упрощениями задачи (см., например, [3]). Как и в рассмотренных выше случаях, при достаточно полном кинетическом моделировании

упрощается газодинамический аспект, а при анализе газодинамических потоков не учитывается сложная кинетическая схема. В работе рассмотрена модель, позволяющая простейшим образом для двумерной осесимметричной задачи учесть как особенности горения пламени, так и особенности процессов, связанных с отводом тепла и торможением конвективного потока. Создана оригинальная программа, исследовано влияние направления, скорости и времени действия потока на тушение пламени.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (гранты 09-08-00961 и 09-01-00748).

Литература

1. Голубовский Ю.Б., Зинченко А.К., Каган Ю.М. Исследование положительного столба в неоне при повышенных давлениях // ЖТФ, 1977, т. 47, № 7, с. 1478.
2. Petrov G.M., Ferreira C.M. Numerical modeling of the constriction of the dc positive column in rare gases // Phys. Rev., 1999, E 59, p. 3571.
3. Jinsong Hua, Kurichi Kumar, Boo Cheong Khoo, Hong Xue, A numerical study of the interaction of water spray with a fire plume. // Fire Safety Journal 37 (2002) 631–657.

ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС СОЛНЕЧНОЙ БАТАРЕИ ПРИ ЕЕ ДВИЖЕНИИ

Науч. сотр. *Винниченко Н.А.*, профессор *Знаменская И.А.*,
профессор *Уваров А.В.*

Применение в производстве фотоэлектрических элементов новых материалов, таких как арсенид галлия, а также оптических систем, концентрирующих солнечное излучение, позволило сократить стоимость и повысить КПД современных солнечных батарей. Однако возникли и новые проблемы: КПД высокоэффективных солнечных элементов резко уменьшается с ростом температуры. Сильный перегрев при высокой концентрации солнечного света и недостаточном охлаждении может привести не только к потере эффективности, но и к повреждению солнечной батареи. В случае стационарных солнечных батарей проблема перегрева решается за счет установки дополнительных систем активного охлаждения, например, содержащих сеть микроканалов, по которым прокачивается воздух или охлаждающая жидкость [1-3]. Такое решение не подходит для транспортных средств, работающих на солнечной энергии, т.к. резко увеличивает вес конструкции. Однако в случае солнечной батареи, установленной на под-

вижном объекте, например, на автомобиле, появляется новый способ охлаждения: внешний поток воздуха, обусловленный самим движением, уносит лишнее тепло. Эффективность такого охлаждения сильно зависит от скорости движения и выбора участка обтекаемой поверхности, на котором располагается солнечная батарея. Удаление тепла с поверхности солнечной батареи должно быть не только достаточно мощным, но и пространственно равномерным, т.к. при последовательном соединении отдельных фотоэлектрических элементов вырабатываемая мощность ограничивается наиболее нагретым элементом.

В настоящей работе рассмотрен тепловой баланс солнечной батареи, размещенной на поверхности подвижного объекта. В отличие от исследований теплового баланса стационарных солнечных батарей, в которых конвективный теплоотвод, как правило, описывается с помощью эмпирического коэффициента теплопередачи (что не требует введения дополнительных уравнений), в данном случае для точного описания теплообмена необходимо решение уравнений газовой динамики совместно с уравнением теплового баланса. Последнее играет роль особого граничного условия на части поверхности обтекаемого тела, представляющей солнечную батарею. Следует отметить, что подобная постановка задачи является необычной для расчетов газовой динамики, в которых нагрев поверхности тела обычно связан с вязкостными эффектами или образованием ударных волн.

Проведено прямое численное моделирование обтекания круглого цилиндра и упрощенного автомобильного профиля на основе уравнений Навье-Стокса с упрощенным учетом сжимаемости. Граничное условие для температуры верхней части поверхности, соответствующей солнечной батарее, было задано в виде

$$c_{total} \frac{\partial T_{bat}}{\partial t} = Q_{sol} - Q_{el} - Q_{rad} - Q_{inside} - \lambda_{air} \left. grad T \right|_{surface}, \quad (1)$$

где T_{bat} – температура поверхности солнечной батареи, c_{total} – суммарная теплоемкость всех слоев солнечной батареи, Q_{sol} , Q_{el} , Q_{rad} , Q_{inside} – потоки тепла, связанные с поглощением солнечной энергии, отдачей энергии во внешнюю цепь, излучением тепла и теплоотводом внутрь твердого тела (пассивное охлаждение). Последнее слагаемое в уравнении (1) описывает обмен теплом между солнечной батареей и обтекающим тело потоком газа. Интегрирование по времени было выполнено с помощью полунявной схемы второго порядка точности, сочетающей метод Рунге-Кутты для конвективных членов и схему Кранка-Николсона для диссипативных членов. Для определения давления использовался проекционный метод. Расчеты выполнялись на декартовой сетке, для постановки граничных условий на границе обтекаемого тела применялся метод погруженных границ. Результаты численного моделирования для моделей небольших размеров (число

Рейнольдса до 500) показали, что даже при малых скоростях движения охлаждение за счет внешнего потока значительно эффективнее, чем охлаждение за счет естественной конвекции в случае стационарной солнечной батареи.

Для полноразмерной модели автомобиля с солнечной батареей течение является существенно турбулентным, число Рейнольдса составляет порядка 10^6 , число Рэлея – порядка 10^9 . Поэтому моделирование для полноразмерных моделей было выполнено на основе осредненных по Фавру уравнений Навье–Стокса, дополненных стандартной k - ϵ моделью турбулентности. Проведен анализ влияния различных моделей членов, связанных со сжимаемостью газа, величины кинетической энергии турбулентности и диссипации этой энергии во входном потоке, а также величины турбулентного числа Прандтля на полученные результаты. Получена зависимость максимальной температуры солнечной батареи от скорости движения автомобиля.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант 09-08-92004-ННСа).

Литература

1. Sala G., Chp. 8: “Cooling of solar cell”. Cells and optics for photovoltaic concentration. Adam Hilger, Bristol, 1989, p.239-267.
2. Martinelli G., Stefancich M., Chp. 7: “Solar cell cooling”. Concentrator photovoltaics. Springer, Berlin, 2007, p.133-150.
3. Royne A., Dey C.J., Mills D.R., “Cooling of photovoltaic cells under concentrated illumination: a critical review” // Sol. Energ. Mat. & Sol. Cells, 2004, v.86, p.451-483.
4. Kim J., Kim D., Choi H., “An immersed-boundary finite-volume method for simulations of flow in complex geometries” // J. Comput. Phys., 2001, v.171, p.132-150.

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ЖИДКОСТЬ-ПАР

Ассистент *Ильина С.Г.*, студентка *Петрова В.А.*

Толщина и структура «некритической» границы раздела жидкость-пар вблизи критической температуры смешения содержит информацию о процессе взаимного растворения ограниченно смешивающихся жидкостей (объемный фазовый переход (ФП) 2-го рода), процессах адсорбции и смачивания (поверхностные ФП) и их взаимном влиянии. Данные о парамет-

рах поверхностного слоя необходимы для уточнения глобальной теории ФП [1], учитывающей и объемные и поверхностные явления, и для конкретных химических технологий. В этом состоит актуальность настоящей задачи.

При выборе методики эллипсометрии для границ прозрачных жидкостей необходимо учитывать малые значения измеряемых величин по сравнению с данными от металлов, полупроводников или красителей. Нами разработан метод определения параметров поверхностного слоя, т.е. толщины поверхностного слоя – d/λ и показателя преломления слоя – n_2 , в котором измеряемыми параметрами являются эллиптичность ρ при главном угле падения ϕ_{2l} и величина углового интервала $\Delta\phi = \phi_{2l} - \phi_3$, где ϕ_3 – угол Брюстера для подложки. Нами предполагается однородность и изотропность поверхностного слоя. Экспериментальные данные, $\rho, \Delta\phi$ для системы метилциклогексан (МЦ) – перфторметилциклогексан (ПФМЦ) взяты из работы [2]. Авторы [2] предполагали вычислить градиент показателя преломления по толщине слоя. Измерения эллиптичности отраженного света от границы раздела жидкость-пар произведены при температурах выше критической температуры смешения $T \geq T_c$ данной бинарной системы для двух образцов: критической и не критической концентрации. Экспериментальные результаты представлены на рис. 1.

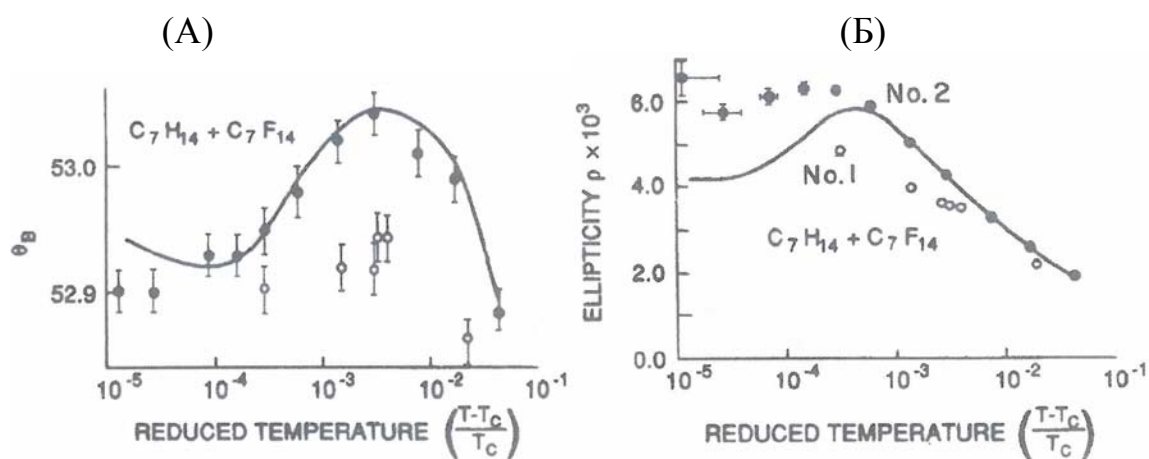


Рис. 1. Экспериментальные данные [2]. (А) Главный угол падения для отраженного света от образцов с критической (No.2) и не критической (No.1) концентраций системы МЦ-ПФМЦ при температурах выше критической. (Б) Эллиптичность отраженного света ρ от указанных образцов. $\frac{T-T_c}{T_c}$ – приведенная температура

Обработка экспериментальных данных производилась по типичной номограмме с координатами $\Delta\hat{f} - \rho$, изображенной на рис.2. Для вычисления угла Брюстера подложки $\hat{f}3 = \arctg(n3)$ использовался показатель

преломления верхней фазы системы (n_3), который вычислялся для каждой температуры, и соответствующий участок номограммы рассчитывался по нему.

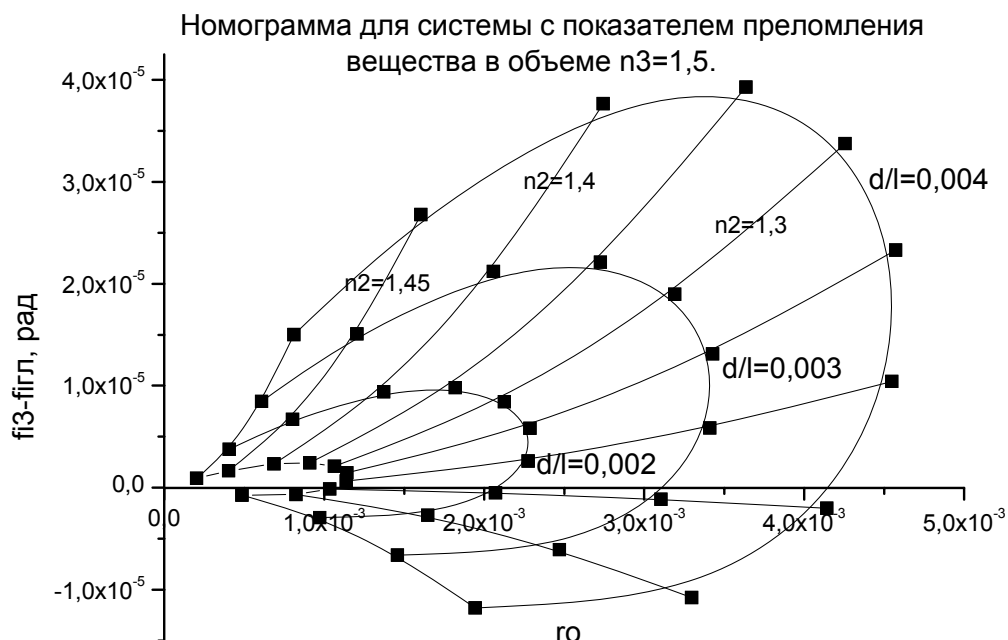


Рис. 2. Номограмма $\Delta f_i - \rho$ для определения параметров слоя: показателя преломления n_2 и толщины d/λ . (Длина световой волны $\lambda=6328 \text{ \AA}$). Радиальные линии – линии равных n_2 . Огибающие – линии равных толщин d/λ

Зависимость n_2 от температуры.

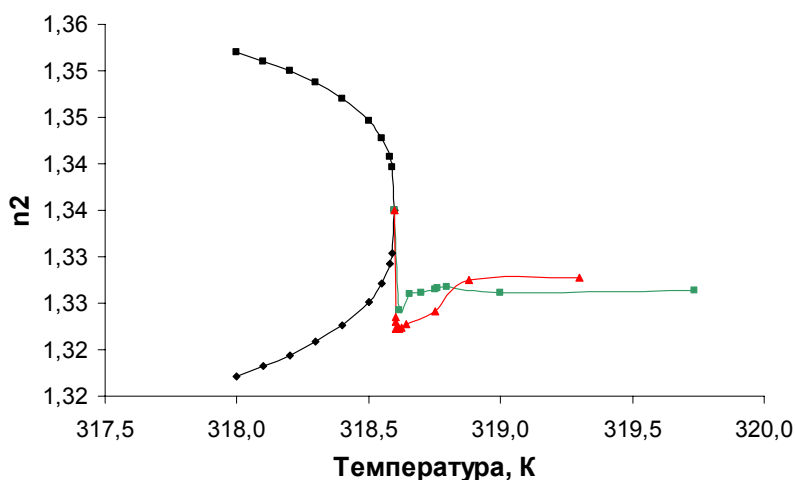


Рис. 3. Эффективный показатель преломления n_2 поверхностного слоя на границе раздела жидкость–пар системы МЦ-ПФМЦ при температурах выше критической температуры T_c смешения для образцов критической (треугольники) и не критической (квадраты) концентраций

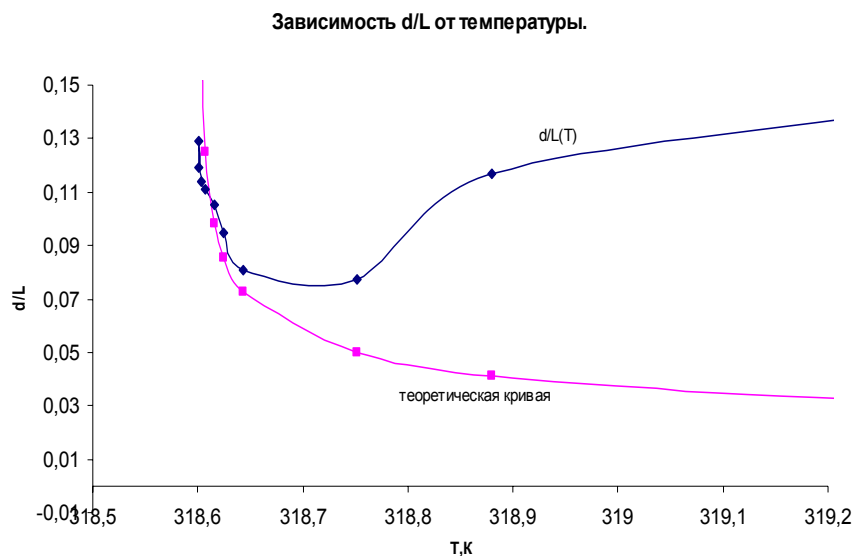


Рис. 4. Температурная зависимость эффективной толщины поверхностного слоя d/L для образца критической концентрации (верхняя кривая) и значения радиуса корреляции вблизи критической точки

Результаты расчетов представлены на рис. 3 и рис. 4. Величину n_2 логичнее назвать эффективным показателем преломления слоя, т.к. структура границы раздела предполагает наложение поверхностных свойств верхней фазы, адсорбционного слоя нижней фазы, если поверхностное натяжение системы при этом уменьшается, а также поверхностных капиллярных волн, как фактора теплового движения на границе. По характеру зависимости $n_2(T)$ можно с уверенностью указать на присутствие слоя нижней фазы на границе раздела: поверхностное натяжение перфторуглеродов значительно ниже, чем у углеводородов, поэтому формируется слой на границе. Подобный эффект наблюдался нами независимо в работе [3] в системе перфтордекалин-гептан при рефрактометрических измерениях. На рис.4 представлена также эффективная толщина поверхностного слоя на фоне теоретической зависимости радиуса корреляции вблизи T_c . Различие асимптотического хода этих кривых может быть связано с поведением перфторуглерода, который выступает здесь как ПАВ (поверхностно-активное вещество), и образует мицеллярный раствор выше T_c , что также наблюдалось в [3].

Литература

1. Н. Nakonishi, M.Fisher // Phys.Rev.Lett. 1982.V.49.P.1569.
2. J.W.Schmidt, M.R.Moldover //J/ Chem.Phys. 1986.V.84.P. 4563.
3. С.Г.Ильина, К.А.Кейвсар, А.В.Никулин // Вест.Моск.Универс. 2009. №6.С.59-64.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗВИТИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АГРЕГАТОВ ТРУБОПРОВОДНЫХ СИСТЕМ ПОДАЧИ ЖИДКОСТИ

Зам.директора ФГУП «НИИХИММАШ» Кучкин В.Н.,
мл.науч.сотр. Кучкин К.В.

Представлено построение аналитической модели турбулентности как предельной стадии развития автоколебаний параметров потока жидкости. Выполнен расчет затрат энергии на развитие автоколебаний, которые соответствуют потерям энергии потока при турбулентном течении. Представлены результаты экспериментально определенных потерь давления при течении жидкостей с разными вязкостями в системах подачи.

Вывод уравнения генерирования турбулентных пульсаций

Движение вязкой сжимаемой жидкости описывают уравнениями неразрывности, Навье–Стокса и состояния.

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \operatorname{div} \tilde{\rho} \tilde{\mathbf{u}} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t} + (\tilde{\mathbf{u}} \nabla) \tilde{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\tilde{\rho}} \nabla \tilde{p} + \nu \tilde{\nabla}^2 \tilde{\mathbf{u}}, \quad \tilde{p} = \tilde{p}(\tilde{\rho}) \quad (1), (2), (3)$$

где $\tilde{\rho}, \tilde{\mathbf{u}}, \tilde{p}, \nu$ соответственно, плотность, скорость, давление и кинематическая вязкость жидкости. При числах Рейнольдса $Re > Re_{кр}$, где $Re_{кр} = 2 \cdot 10^3 \div 2 \cdot 10^4$, возбуждаются сначала гармонические колебания, затем устанавливается турбулентное течение. Для описания турбулентности воспользовались принципами теории возмущений, представляя потоки в виде суммы осредненных и пульсационных течений, наложенных на осредненные. Приняв, что и параметры жидкости представимы в виде суммы осредненных и пульсационных составляющих:

$$\tilde{\rho} = \rho_0 + \rho, \quad \tilde{\mathbf{u}} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}, \quad \tilde{p} = p_0 + p, \quad T = T_0 + \Delta T, \quad \nu \tilde{\Delta} \mathbf{u} = \langle \nu \Delta \mathbf{u} \rangle + \nu \Delta \mathbf{u}. \quad (4)$$

С применением формул (4) из системы уравнений (1)÷(3) получены системы уравнений для описания осредненного и пульсационного течений. Используя уравнение состояния (3) и произведя соответствующие вычисления (обозначив a - скорость распространения малых возмущений в жидкости - скорость звука) уравнение движения (которое описывает процесс генерирования и распространения возмущений скорости движения жидкости) получается в виде

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + w \operatorname{grad} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) - a^2 \Delta u - \frac{\partial (\nu \Delta \mathbf{u})}{\partial t} = 0. \quad (5)$$

Решение уравнения генерирования турбулентности

Решение уравнения (5) искали с привлечением асимптотических методов, используя следующую схему: в качестве нулевого приближения решается волновое уравнение, получаемое линеаризацией уравнения (5)

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - a^2 \Delta u = 0. \quad (6)$$

Его решение определяет частоты, волновые числа и собственные формы колебаний. В качестве первого и высших приближений решается дифференциальное уравнение второго порядка для амплитуды колебаний, получаемое из уравнения (5) при подстановке в него выражений для собственных форм.

Нулевое приближение решения

В качестве конкретной системы подачи жидкости рассмотрен круглый трубопровод, соединяющий две емкости. Считая трубопровод длинным, т.е. $L \gg d$, граничные условия сформулированы исходя из абсолютной твердости стенок и максимума амплитуд скорости на входе и выходе (т.е. акустически открытых концов трубопровода). Тогда решение уравнения (6) имеет вид

$$u(r, \phi, t) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_{mn} J_n \left(\frac{\mu_m r}{r_0} \right) \ell^{j\omega_{mn} t} \cos n\phi, \quad (7)$$

где $\omega_{mn} = a \frac{\mu_{mn}}{r_0}$. В первом приближении уравнение генерирования турбулентности принимает вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - a^2 \Delta u = -w \operatorname{grad}_r \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) + \Delta R \frac{dT}{dt} \times \left[v_0 + \sum_{i=1}^6 (i+1) \beta_i R^i T^i \right] - \frac{4w_0}{r_0^2} \frac{dT}{dt} \sum_{i=1}^6 i \beta_i R^i T^{i-1}. \quad (8)$$

Частное решение уравнения (8) искали в виде

$$u(r, t) = A J_0 \left(\frac{\mu_0 r}{r_0} \right) T(t). \quad (9)$$

В результате преобразований уравнение генерирования амплитуд турбулентных пульсаций приобретает вид широко известного в теории автоколебаний, а именно:

$$T'' + (\Phi_0 + \Phi_2 T^2 + \Phi_4 T^4) T' + \omega^2 T = 0, \quad (10)$$

где

$$\Phi_0 = -2\delta_0 W - \frac{\mu_0^2 v_0}{r_0^2} + \frac{4W\beta_1}{r_0^2}, \quad \Phi_2 = \frac{3\mu_0^2 \beta_2 J_0^2(r_1)}{r_0^2} + \frac{12W\beta_3 J_0^2(r_1)}{r_0^2}, \quad \Phi_4 = \frac{5\mu_0^2 \beta_4 J_0^4(r_1)}{r_0^2} + \frac{20W\beta_5 J_0^4(r_1)}{r_0^2}. \quad (11)$$

Если в уравнении (10) $\Phi_0 < 0$, то физическая система, поток жидкости, является самовозбуждающейся, т.е. теряет устойчивость в результате сколь угодно малых флуктуационных возмущений. Наконец, если $\Phi_0 > 0$, то система устойчива «в малом», а при условии $\Phi_2 < 0$ возможно жесткое возбуждение автоколебаний, т.е., в нашем случае, скачкообразный переход ламинарного течения в турбулентное. Уравнение (10) описывает самовозбуждающуюся автоколебательную систему, если $\Phi_4 = 0$, а $\Phi_0 < 0$. В этом случае решение задачи об амплитуде автоколебаний сводится к решению уравнения

$$\frac{dA}{dt} = A \left(\frac{|\Phi_0|}{2} - A^2 \frac{\Phi_2}{8} \right). \quad (12)$$

Решение уравнения (10), выраженное формулой (12), как частный случай, включает в себя и феноменологическое уравнение, предложенное Л.Д.Ландау $\frac{d|A|^2}{dt} = 2\gamma_1 |A|^2 - \alpha |A|^4$, в котором γ и α – некоторые параметры, способ нахождения которых автором не указан.

Расчет потерь энергии при возбуждении турбулентности

В соответствии с общими представлениями теории автоколебаний, источником энергии для развития и поддержания автоколебаний является энергия потока с невозмущенными параметрами. Расчет параметров турбулентного потока – амплитуд и частот пульсаций, потерь давления, обусловленных затратами энергии на генерирование турбулентности и местном сопротивлении с частотой первой моды собственных колебаний, может быть в общем виде с учетом явного вида зависимости вязкости от температуры.

Изложенная аналитическая модель развития турбулентности позволяет вести расчеты характеристик агрегатов для потоков разных сред, для двух типов практически важных случаев:

во-первых, по экспериментально определенным гидравлическим характеристикам элементов систем подачи в потоке модельной жидкости рассчитывать характеристики элементов систем подачи натуральных сред;

во-вторых, рассчитывать изменения гидравлических характеристик элементов систем подачи, обусловленные изменением формы проточной части.

Отношение потерь давления при течениях жидкостей с разными термодинамическими характеристиками через одинаковые системы в общем случае произведя расчеты и преобразования, можно рассчитать по формуле

$$\frac{\Delta p_1}{\Delta p_2} \cong \frac{\rho_1 a_1 v_{01} W_1 (\alpha_1)_2}{\rho_2 a_2 v_{02} W_2 (\alpha_1)_1}. \quad (13)$$

Экспериментальные исследования влияния изменений термодинамических параметров жидкостей на характеристики агрегатов ПГС

Выполнены экспериментальные исследования гидравлических характеристик предохранительных клапанов Т413, Т425 (ОСТ 92-0130-70) в системе подачи воды (водопроводной) и глицериново-водной смеси. Экспериментально определенные зависимости перепадов давлений от квадрата скорости течения воды и глицериново-водных смесей для предохранительных клапанов Т413 и Т425 представлены на рис. 1 и 2.

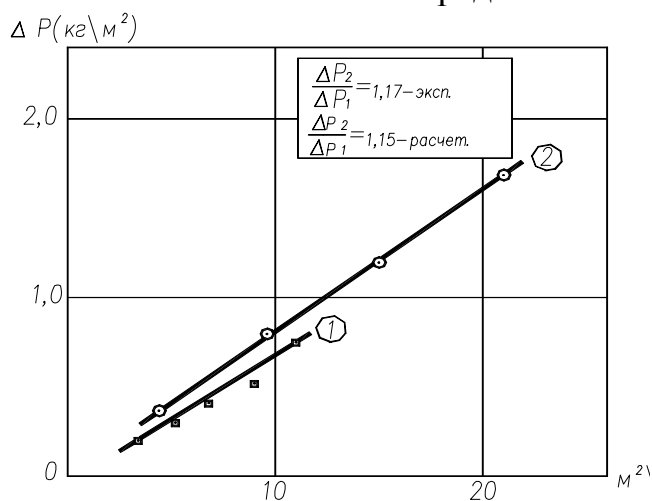


Рис. 1. Зависимость перепада давлений на предохранительном клапане Т 413 при ходе клапана затвора $h = 1,0$ мм. 1 – перепад давлений Δp_1 при проливках на воде при $t = 20^\circ \text{C}$, 2 – перепад при проливках глицериново-водной смеси при $t = 25^\circ \text{C}$

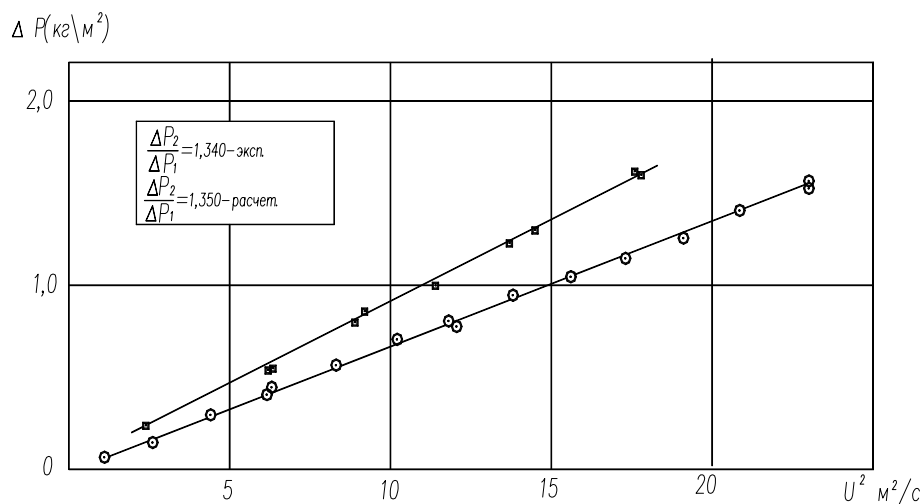


Рис. 2. Зависимость перепада давлений на предохранительном клапане Т425 при ходе клапана затвора $h = 3,3$ мм. $\square$ – перепад давлений Δp_1 при проливках на воде при $t = 20^\circ \text{C}$, $\circ$ – перепад при проливках глицериново-водной смеси при $t = 35^\circ \text{C}$

Характерно, что для предохранительного клапана Т 413 перепад давлений при течении воды ниже перепада давлений при течении глицериново-водной смеси, а в случае Т425 – наоборот. Объяснение этого факта укладывается в рамки предложенной аналитической модели развития турбу-

лентности и заключается в разных температурах жидкости при экспериментальных работах.

Сравнение расчетных и экспериментальных результатов

Отношение перепадов давлений при течении смеси и воды, определенное формулой (13), равно $\left(\frac{\Delta P_p}{\Delta P_{\%o}} \right)_{\text{расчет}} = \frac{K_p}{K_{\%o}} = 1,15$.

Экспериментально определенное отношение перепадов давлений на предохранительном клапане Т413, представленных графиком рис. 1, составляет $\left(\frac{\Delta P_p}{\Delta P_{\%o}} \right)_{\text{экс}} = 1,17$.

Таким образом, отклонение δ расчетных и экспериментально определенных величин составляет $\delta = 1,7\%$.

Заключение

Удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментально определенных величин позволяет утверждать, что развитая аналитическая модель генерирования турбулентных пульсаций может быть использована в практической работе.

В частности, предложенная аналитическая модель генерирования турбулентности позволяет рассчитывать гидравлические характеристики систем подачи и их узлов, работающих на агрессивных, пожароопасных и других жидкостях по результатам экспериментального определения тех же систем, работающих на модельной жидкости, например, воде.

СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция «Оптика и лазерная физика»

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК ГАДОЛИНИЙ-ГАЛЛИЕВОГО ГРАНАТА, ЛЕГИРОВАННОГО ЦЕРИЕМ <i>Васильева Н.В., Рандошкин И.В., Плотниченко В.Г., Спасский Д.А., Колобанов В.Н., Бушуева Г.В., Зиненкова Г.М., Рандошкин В.В.</i>	5
ФОРМИРОВАНИЕ КРЕМНИЕВЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ЖИДКИХ СРЕДАХ <i>Заботнов С.В., Перминов П.А., Головань Л.А. Кашкарров П.К.</i>	8
ОПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР КРЕМНИЯ И АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ <i>Авакянц Л.П.</i>	11
ИЗУЧЕНИЯ РАСТВОРОВ ГУАНИДИНГИДРОХЛОРИДА С ПОМОЩЬЮ МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА <i>Колударов И.П., Сванидзе А.В.</i>	20
О МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ГЛОРИИ <i>Варламов С.Д.</i>	21

Подсекция «Радиофизика, физическая электроника и акустика»

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ТОКА В ПРИСУТСТВИИ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ/СПЕКТРОСКОПИИ <i>Манцевич В.Н., Маслова Н.С., Орешкин А.И., Панов В.И.</i>	27
АКУСТООПТИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ НА КРИСТАЛЛЕ ТЕЛЛУРА <i>Князев Г.А.</i>	29
ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО СЛОЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЬЕЗОКВАРЦЕВОГО СЕНСОРА <i>Алешин Ю.К., Васильев А.Б.</i>	33
ВЛИЯНИЕ ПРОВОДИМОСТИ ЖИДКОСТИ НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НАД НЕЙ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА <i>Ваулин Д.Н., Квас А.А., Калинин А.В., Черников В.А.</i>	36

НЕОДНОМЕРНЫЕ ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ СХОДЯЩИЕСЯ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ, СОЗДАННЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗРЫВОМ ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОЛОЧЕК В ВОЗДУХЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ <i>Юсупалиев У.</i>	39
--	----

Подсекция «Физика конденсированного состояния и физика полупроводников»

ИНДУЦИРОВАННЫЕ ВОДОРОДОМ И ВАКАНСИЯМИ СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ФОЛЬГАХ СПЛАВА Pd-Ru <i>Авдюхина В.М., Степенко С.О., Назмутдинов А.З.</i>	57
--	----

ВЛИЯНИЕ ГИДРИРОВАНИЯ И ДЛИТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ НА СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ ФОЛЬГИ СПЛАВА Pd-In-Ru <i>Ревкевич Г.П., Авдюхина В.М., Акимова О.В., Левин И.С.</i>	59
--	----

ВОЗМОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ ЭФФЕКТА ПАМЯТИ ФОРМЫ В СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА <i>Хунджуга А.Г., Чжэн Шаотао</i>	63
--	----

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ВЗРЫВ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПРОВОДНИКОВ <i>Кузьмин Р.Н., Мискинова Н.А., Швилкин Б.Н., Макарова А.П., Зубенко В.В., Телегина И.В., Рау Э.И., Сеннов Р.А.</i>	65
---	----

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТОПОЛОГИЯ ВАКУУМНОГО КОНДЕНСАТА <i>Кузьмин Р.Н., Макарова А.П., Мискинова Н.А., Швилкин Б.Н.</i>	68
--	----

ИССЛЕДОВАНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ МЕДИ <i>Колесников С.В., Клавсюк А.Л., Салецкий А.М.</i>	71
---	----

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ РЕАКЦИИ СПИНОВЫХ ЦЕНТРОВ В НАНОКРИСТАЛ- ЛИЧЕСКОМ ДИОКСИДЕ ТИТАНА, ЛЕГИРОВАННОМ АЗОТОМ И УГЛЕРОДОМ <i>Константинова Е.А.</i>	74
--	----

ВЛИЯНИЕ АДСОРБЦИИ АКТИВНЫХ МОЛЕКУЛ НА КОНЦЕНТРАЦИЮ И ПОДВИЖНОСТЬ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МЕЗОПОРИСТОМ КРЕМНИИ <i>Форш П.А., Мартышов М.Н., Форш Е.А., Кашкаров П.К.</i>	76
---	----

ДИНАМИКА НОСИТЕЛЕЙ В КЛИНОВИДНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ InGaAs ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ <i>Авакянц Л.П., Боков П.Ю., Глазырин Е.В., Казаков И.П., Червяков А.В.</i>	79
---	----

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ РЕНТГЕНОВСКОГО МЕТОДА ФАЗОВОГО КОНТРАСТА ЦЕРНИКЕ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПРЕЛОМЛЯЮЩИХ ЛИНЗ И ЗОННЫХ ПЛАСТИНОК	81
<i>Кон В.Г., Орлов М.А.</i>	81

Подсекция «Биохимическая и медицинская физика»

БИОЭКОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА ПРИРОДНЫХ ВОДНЫХ ИСТОЧНИКОВ МОСКВЫ И МОСКОВСКОЙ ОБЛАСТИ <i>Гордиенко В.А., Клочкова Н.В., Старкова М.В., Глазунов А.Л.</i>	85
БИОМИМЕТИЧЕСКИЕ НАНОСИСТЕМЫ И БИО-НЕОРГАНИЧЕСКИЕ <i>Хомутов Г.Б.</i>	88
ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ РАСТЕНИЙ И СОСТОЯНИЕ ЦЕПИ ЭЛЕКТРОННОГО ТРАНСПОРТА <i>Киржанов Д.В., Алексеев А.А., Кукушкин А.К.</i>	97

Подсекция «Теоретическая и математическая физика»

НОВЫЙ МЕТОД УСКОРЕНИЯ СХОДИМОСТИ РЯДОВ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ <i>Николаев П.Н.</i>	103
О ГРАВИТАЦИОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ p-БРАН <i>Гальцов Д.В., Замани-Могаттам С., Мелкумова Е.Ю.</i>	105
ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧЁРНЫЕ КОЛЬЦА С ДВУМЯ ПАРАМЕТРАМИ ВРАЩЕНИЯ <i>Гальцов Д. В., Щерблюк Н.Г.</i>	108
ИЗЛУЧЕНИЕ В НЕЧЕТНЫХ РАЗМЕРНОСТЯХ <i>Спирин П.А.</i>	110
ЭФФЕКТ КАЗИМИРА В $D=3+1$ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ МАКСВЕЛЛА-ЧЕРНА-САЙМОНСА: МЕТОД ДИАДНОЙ ФУНКЦИИ ГРИНА <i>Жуковский В. Ч., Харланов О.Г.</i>	112
ВОЛНЫ ПЛОТНОСТИ КИРАЛЬНОГО И ПИОННОГО КОНДЕНСАТОВ В МОДЕЛИ НАМБУ–ЙОНА-ЛАЗИНИО В МАГНИТНОМ ПОЛЕ <i>Жуковский В. Ч., Клименко К.Г., Фролов И.Е.</i>	114
КВАНТОВАНИЕ ЭНЕРГИИ НЕЙТРИНО ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ <i>Баланцев И.А., Попов Ю.В., Студеникин А.И.</i>	117
СПИНОВЫЙ СВЕТ НЕЙТРИНО ПРИ ПЕРЕХОДАХ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ МАССОВЫМИ СОСТОЯНИЯМИ <i>Григорьев А.В., Лохов А.В., Студеникин А.И.</i>	119
ЭФФЕКТИВНОЕ ДЕЙСТВИЕ КЭД В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С УЧЕТОМ ВОЗМОЖНОГО НАРУШЕНИЯ ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТИ УРАВНЕНИЯ ДИРАКА <i>Бубнов А.Ф., Жуковский В. Ч.</i>	121

ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН ПЛОТНОСТИ ПИОННОГО КОНДЕНСАТА В МОДЕЛИ ГРОССА-НЕВЁ <i>Жуковский В. Ч., Курбанов С.Г., Губина Н.В. Клименко К.Г.</i>	123
СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННЫЕ КРАЕВЫЕ ЗАДАЧИ В СЛУЧАЕ КРАТНЫХ КОРНЕЙ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ <i>Бутузов В.Ф.</i>	124
ЗАДАЧА О ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОБЛАСТИ С КИРАЛЬНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ <i>Боголюбов А.Н., Гао Д., Мухартова Ю.В.</i>	127
ВЛИЯНИЕ МЕРИДИОНАЛЬНЫХ ПОТОКОВ НА КОНФИГУРАЦИЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНОМ ДИНАМО <i>Попова Е.П., Соколов Д.Д.</i>	129
О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЗМУЩЕНИЙ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ДВИЖУЩИМИСЯ ИСТОЧНИКАМИ, В ЖИДКОСТЯХ <i>Свешников А.Г., Перова Л.В.</i>	132
СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННОГО ТРАФИКА В СЕТЯХ ПЕРЕДАЧИ ДАННЫХ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ <i>Сухарева Н.А.</i>	134

Подсекция «Методика преподавания»

ПРОБЛЕМЫ ИЗУЧЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ СТУДЕНТАМИ НЕФИЗИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ <i>Неделько В.И., Хунджиа А.Г.</i>	141
РЕШЕНИЕ ЗАДАЧ КИНЕМАТИКИ ПЛОСКОГО ДВИЖЕНИЯ В КУРСЕ ФИЗИКИ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ <i>Боков П.Ю., Грачев А.В., Погожев В.А., Салецкий А.М.</i>	142
О ЗАКОНАХ СОХРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСА И ПОЛНОЙ МЕХАНИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В КУРСЕ ФИЗИКИ СРЕДНЕЙ ШКОЛЫ <i>Боков П.Ю., Грачев А.В., Погожев В.А., Салецкий А.М.</i>	143
УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ СПЕЦИАЛЬНЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ ПО ФИЗИКЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ <i>Русаков В.С., Салецкий А.М., Губайдулина Т.В., Лукьянова Е.Н., Иванова О.С.</i>	143
ЗАДАЧА СПЕЦИАЛЬНОГО ФИЗИЧЕСКОГО ПРАКТИКУМА «РЕНТГЕНОВСКИЙ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫЙ АНАЛИЗ» <i>Русаков В.С., Лукьянова Е.Н.</i>	147

СПЕЦИАЛЬНЫЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ПРАКТИКУМ "МЕССБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ"

Русаков В.С., Губайдулина Т.В. 149

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И БАНКИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Варламов В.В., Гончарова Н.Г., Ииханов Б.С. 151

АТОМНЫЕ ЯДРА

Варламов В.В., Ииханов Б.С., Комаров С.Ю. 152

САЙТ "ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА В ИНТЕРНЕТЕ". АНАЛИЗ СТАТИСТИКИ ПОСЕЩЕНИЙ

Кэбин Э.И. 153

ОПЫТ РАЗРАБОТКИ ТРЕНИРОВОЧНЫХ И ДИАГНОСТИЧЕСКИХ РАБОТ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ ШКОЛЬНИКОВ 10-х – 11-х КЛАССОВ К СДАЧЕ ЕГЭ ПО ФИЗИКЕ

Вишнякова Е.А., Зинковский В.И., Лукашёва Е.В., Макаров В.А., Семёнов М.В., Черепецкая Е.Б., Якута А.А., Якута Е.В. 157

Подсекция « Науки о Земле»

САМООБРАЩЕНИЕ ТЕРМОНАМАГНИЧЕННОСТИ В ШПИНЕЛИДАХ КИМБЕРЛИТОВ

Максимочкин В.И., Трухин В.И., Жилыева В.И., Хахалова Е.А. 165

О ТЕРМИЧЕСКОМ СОСТОЯНИИ ВНУТРЕННЕГО ЯДРА ЗЕМЛИ

Петрунин Г.И., Лупачик В.В. 168

ОДНОФАЗНОЕ ОКИСЛЕНИЕ ТИТАНОМАГНЕТИТА И САМООБРАЩЕНИЕ ТЕРМОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Трухин В.И., Максимочкин В.И., Минина Ю.А. 172

РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ВЕКОВОГО ВОЗРАСТАНИЯ СРЕДНЕГО ГЛОБАЛЬНОГО УРОВНЯ ОКЕАНА И ВЕКОВЫХ ИЗМЕНЕНИЙ СРЕДНИХ УРОВНЕЙ ОКЕАНА В СЕВЕРНОМ И ЮЖНОМ ПОЛУШАРИЯХ ЗЕМЛИ

Баркин Ю.В. 175

ФОРМИРОВАНИЕ СОЛИТОНОВ В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЕТРА

Шелковников Н.К. 182

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ВУЛКАНИЧЕСКИХ И ИСКУССТВЕННЫХ СТЕКЛАХ

Петрунин Г.И., Попов В.Г., Кузнецова Е.А. 184

ПАЛЕОНАПРЯЖЕННОСТЬ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ РИФТОВОЙ ЗОНЫ КРАСНОГО МОРЯ И ЮГА САХ

Максимочкин В.И., Бахаева Л.В. 189

ДИАГНОСТИКА СИГНАЛАМИ GPS/ГЛОНАСС ВОЗДЕЙСТВИЙ МОЩНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ИОНОСФЕРУ

Куницын В.Е., Падохин А.М., Курбатов Г.А., Васильев А.Е. 193

АКУСТО-ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Андреева Е.С., Крысанов Б.Ю., Куницына В.Е. 197

Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»ВОСПЛАМЕНЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА ЖИДКИХ
УГЛЕВОДОРОДОВ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ВОЗДУШНЫХ
ПОТОКОВ

Карачев А.А., Шибков В.М., Шибкова Л.В. 203

ПЛАЗМЕННО-СТИМУЛИРОВАННОЕ ВОСПЛАМЕНЕНИЕ СВЕРХЗВУКОВОГО
ПРОПАН-ВОЗДУШНОГО ПОТОКА В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО
СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

Константиновский Р.С., Шибков В.М., Шибкова Л.В. 207

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ОБЛАСТЬЮ
РЕЛАКСАЦИИ ПЛАЗМЫ НАНОСЕКУНДНОГО РАСПРЕДЕЛЕННОГО
ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА

Знаменская И.А., Орлов Д.М., Иванов И.Э., Коротеева Е.Ю. 212

ЕСТЕСТВЕННАЯ КОНВЕКЦИЯ И ФОРМИРОВАНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ
СОСТОЯНИЙ В НЕРАВНОВЕСНЫХ СРЕДАХ И ПРИ ГЕТЕРОГЕННОМ ГОРЕНИИ

Уваров А.В., Сысоев Н.Н., Якимчук О.С. 214

ТЕПЛОВОЙ БАЛАНС СОЛНЕЧНОЙ БАТАРЕИ ПРИ ЕЕ ДВИЖЕНИИ

Винниченко Н.А., Знаменская И.А., Уваров А.В. 216

ЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНОГО
СЛОЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ЖИДКОСТЬ-ПАР

Ильина С.Г., Петрова В.А. 218

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗВИТИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ
ДЛЯ РАСЧЕТА ГИДРАВЛИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АГРЕГАТОВ
ТРУБОПРОВОДНЫХ СИСТЕМ ПОДАЧИ ЖИДКОСТИ

Кучкин В.Н., Кучкин К.В. 222