

КОНФЕРЕНЦИЯ-КОНКУРС МОЛОДЫХ ФИЗИКОВ

3 февраля 2014 г. Московское физическое общество, Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук и НИУ МГТУ им. Н.Э. Баумана проводят в Колонном зале Физического института конкурс-конференцию научных работ студентов, аспирантов и молодых специалистов (в возрасте до 26 лет) учебных и научно-исследовательских институтов по различным разделам физики.

В отборочный комитет конференции-конкурса поступили тезисы 31 доклада, присланные авторами, представляющими более 19 вузов и НИИ из 12 городов Российской Федерации. В итоговой сессии планируется участие более 30 конкурсантов, представивших доклады со своими соавторами и руководителями конкурсных работ. Среди них будут представлены 13 устных и около 20 стендовых докладов.

Наблюдательный совет

Багаев Сергей Николаевич – академик РАН
Крохин Олег Николаевич – академик РАН

Организационный комитет

Шапочкин М.Б. (**председатель**) – МФО
Бульженков И.Э. – МФТИ, МФО
Грибков В.А. – ИМЕТ, МФО
Демина Е.В. – ИМЕТ, МФО
Калачев Н.В. – ФИАН, МФО
Масляев С.А. – ИМЕТ, МФО
Моргун Л.А. – ФИАН, МФО
Морозов А.Н. – МГТУ им. Н.Э. Баумана
Очкин В.Н. – ФИАН

Программно-конкурсный комитет

Грибков В.А. (**председатель**), д.ф.-м.н., проф. – МФО
Богачев С.А., д.ф.-м.н. – ФИАН
Бульженков И.Э., к.ф.-м.н. – МФТИ, МФО
Гладун А.Д., д.ф.-м.н., проф. – МФТИ
Ефимов И.Р. – Washington University in Saint Louis, Saint Louis, The Lucy & Stanley Lopata Distinguished Professor, Washington University in St. Louis, MO, USA
Завестовская И.Н., д.ф.-м.н. – директор Института магистратуры, декан Высшей школы физиков им. Н.Г. Басова НИЯУ МИФИ
Калачев Н.В., д.п.н., к.ф.-м.н. – ФИАН, Финансовый университет при Правительстве РФ, МФО

Либерман М. – Nordita, KTH Royal Institute of Technology and Stockholm University,
Stockholm, Sweden

Морозов А.Н., д.ф.-м.н., проф. – МГТУ им. Н.Э. Баумана

Очкин В.Н., д.ф.-м.н., проф. – ФИАН

Смилга А. – Université de Nantes, Nantes, France

Хохлов Д.Р., д.ф.-м.н., проф. – МГУ

Шапочкин М.Б., д.ф.-м.н., проф. – МФО.

Программа работы Конференции-конкурса

9-30–10-30 – **регистрация** участников и вывешивание стендовых докладов

10-30–13-00 – **пленарное заседание** (ведущий проф. М.Б. Шапочкин)

Приветствие от ФИАН – проф. В.Н. Очкин,

Приветствие от жюри – И.Э. Бульженков,

Конференция-конкурс будет проводиться в **двух** секциях:

10-30–12-30 – Пленарное заседание секции «**Фундаментальная физика**»
ведущий И.Э. Бульженков.

Докладчики:

1. Багдинов Антон Витальевич, ФИАН
2. Завершинский Дмитрий Игоревич, Самарский гос. аэрокосмический университет
3. Киктенко Евгений Олегович, МГТУ им. Н.Э. Баумана
4. Молотков Вячеслав Иванович, РУДН
5. Снигирев Степан Александрович, ФИАН
6. Степаненко Александр Александрович, НИЯУ «МИФИ»
7. Черничкин Владимир Игоревич, МГУ имени М.В. Ломоносова

12-30–13-30 – Заслушивание **презентаций** стендовых докладов.

Секция «Фундаментальная физика»:

1. Анчиков Дмитрий Александрович, Самарский гос. аэрокосмический университет
2. Бельх Сергей Сергеевич, Северо-Кавказский Федеральный Университет
3. Виноградов Сергей Викторович, Ульяновский государственный университет
4. Власенко Владимир Александрович, ФИАН
5. Ивлиев Павел Алексеевич, МГТУ им. Н.Э. Баумана
6. Петрова Мария Геннадьевна, ФИАН
7. Ситько Ольга Александровна, НОЦ НЕВОД, НИЯУ МИФИ
8. Сугак Семён Сергеевич, СГАУ им. С.П. Королёва
9. Хачатурян Илья Арамович, Северо-Кавказский Федеральный Университет

Секция «**Прикладная физика**»:

1. Алыкова Алида Файзрахмановна, Астраханский государственный университет
2. Быков Александр Романович, Елецкий государственный университет
3. Васин Александр Андреевич, ИФТТ РАН, АстГУ
4. Григорчук Алексей Иванович, Петрозаводский государственный университет
5. Иванова Елена Анатольевна, Башкирский госуниверситет, Нефтекамский филиал
6. Клепиков Илья Александрович, Московский педагогический госуниверситет
7. Лазоренко Георгий Иванович, Ростовский государственный университет путей сообщения
8. Прокопович Павел Федорович, Петрозаводский государственный университет
9. Рыбаков Александр Сергеевич, ФИАН
10. Коробов Максим Игоревич, Ставрополь

13-30–14-30 – кофе брейк и ознакомление со стендовыми докладами

14-30–16-00 – Пленарное заседание секции «**Прикладная физика**»

ведущий А.Н. Морозов.

Докладчики:

1. Аникеев Михаил Андреевич, Институт Ядерной Физики им. Будкера СО РАН
2. Зимин Антон Александрович, Астраханский государственный университет
3. Киркина Юлия Сергеевна, Северный Арктический Федеральный университет
4. Козулин Владимир Сергеевич, Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН
5. Кононов Алексей Андреевич, РГПУ им. А. И. Герцена
6. Литвинова Анна Олеговна, ФИАН

16-00–17-00 – подведение итогов, вручение дипломов и премий победителям, вручение членских билетов МФО.

Длительность докладов пленарных заседаний в секциях 15 минут.

Длительность презентаций стендовых докладов 3-5 минут. Доклад должен содержать основные результаты работы и самооценка вклада автора в полученные результаты.

По итогам конференции-конкурса предусмотрены **премии**:

– в номинации «Лучшая работа по фундаментальной физике» призовой фонд 25 тысяч рублей,

– в номинации «Лучшая работа по прикладной физике» призовой фонд 25 тысяч рублей,

– в номинации «Лучший стендовый доклад» призовой фонд 10 тысяч рублей.

Премиальный фонд финансирует ГОУВПО НИУ МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Памятными дипломами будут также награждены молодые физики, занявшие вторые и третьи места.

В сборнике, выпущенном до начала конкурса, публикуются тезисы работ всех участников конкурса-конференции. Сборник является специальным выпуском журнала «Физическое образование в вузах», который является реферируемым и входит в список ВАК Российской Федерации. Все участники конференции получают твердую копию и, по желанию, электронную версию этого сборника.

Редакция журнала «Физическое образование в вузах» и МФО благодарят всех участников конференции-конкурса и желает им дальнейших успехов в научной работе.

Ученый секретарь конкурса, член правления МФО,
доцент, д.п.н., к.ф.-м.н.

Н.В. Калачев

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ ФИЗИКА

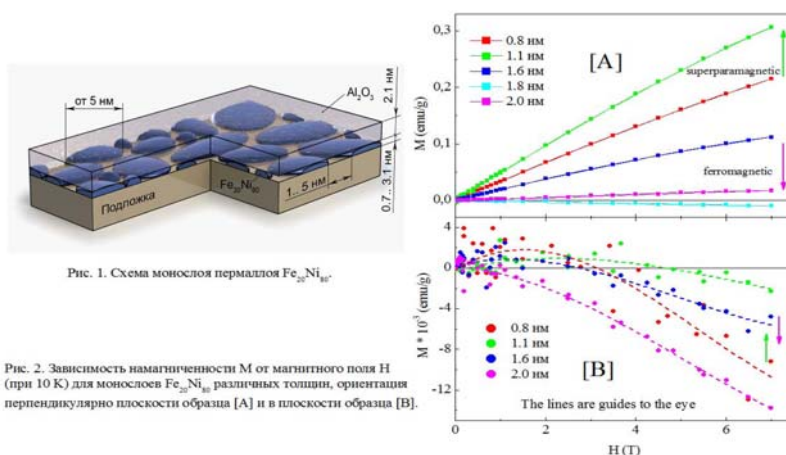
Устные доклады

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТА НАНООСТРОВОВ ПЕРМАЛЛОЯ $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$

А.В. Багдинов, Н.Н. Ковалёва, Ф.А. Пудонин, Е.И. Демихов

Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН; e-mail: bagdinov@lebedev.ru

Растущий прикладной потенциал нанометровых плёнок, в частности тонких плёнок на основе пермаллоя $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, а также фундаментальные проблемы магнитных явлений в системах металлических магнитных наностростровов, обуславливают большой интерес к исследованию этих систем. Электронные, магнитные свойства нанометровых плёнок на основе пермаллоя существенным образом зависят от их толщины. Так при изменении толщины плёнок от 1 до 80 нм было обнаружено значительное изменение их магнитных свойств, являющееся следствием размерного перехода 2D–3D [1].



Особенный интерес вызывают магнитные свойства ультратонких плёнок $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, когда они представляют собой разупорядоченную систему из наностростровов. Ранее в [2], в островковых слоях CoFe было обнаружено суперпарамагнитное состояние при эффективных толщинах $d < 1,2$ нм, а для толщин $d \sim 1,3 - 1,5$ нм наблюдался переход в суперферромагнитное состояние. Предполагается, что в островковых плёнках $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ также могут наблюдаться подобные переходы в том же диапазоне толщин. В данном сообщении представлены результаты исследования намагниченности сверхтонких островковых плёнок $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, эффективная толщина которых изменялась от 0,8 до 2,0 нм.

Исследуемые образцы представляли собой островковые слои (до 2,0 нм) $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, осаждённые методом RF-распыления на диэлектрическую подложку (ситалл), закрытый защитным слоем Al_2O_3 толщиной 2,1 нм (рис. 1). На СКВИД магнетометре нами были изучены температурные ($2\text{ К} < T < 300\text{ К}$) и полевые ($0\text{ Т} < H < 7\text{ Т}$) зависимости намагниченности островковых плёнок $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$, имеющих различную эффективную толщину слоя пермаллоя (0,8 нм, 1,1 нм, 1,6 нм, 1,8 нм, 2,0 нм), в параллельной и перпендикулярной геометрии приложенного внешнего магнитного поля. На рис. 2 приведены полевые зависимости намагниченности M исследуемых плёнок $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}$ с различной эффективной толщиной, измеренные при $T = 10\text{ К}$ и полученные после вычитания парамагнитного фона массивной полочки (предполагается, что вкладом диамагнитного слоя Al_2O_3 можно пренебречь). Из этих данных следует, что абсолютная величина намагниченности плёнок, имеющих толщину 0,8 нм, 1,1 нм и 1,6 нм, значительно больше (примерно на два порядка) в перпендикулярном направлении, чем в плоскости. Так же было обнаружено (например, при магнитном поле $H = 6\text{ Т}$), что зависимости для абсолютного значения намагниченности, измеренной в плоскости образца и в перпендикулярном направлении, имеют противоположные тенденции. Действительно, в перпендикулярном направлении величина намагниченности сначала растёт, а затем уменьшается с увеличением толщины магнитного слоя пермаллоя, и в плёнках пермаллоя толщиной 1,8 нм, 2,0 нм падает практически до нуля. В плоскости же абсолютная величина намагниченности сначала падает, а затем растёт, достигая максимального значения в плёнках пермаллоя толщиной 2,0 нм. Такое поведение намагниченности в магнитном поле, связывается нами с переходом суперпарамагнетик-ферромагнетик при увеличении толщины плёнок и образованием бесконечного перколяционного кластера, когда острова FeNi начинают соприкасаться друг с другом (рис. 1, [1]). Отметим, что примерно в том же диапазоне толщин происходит перколяционный переход в островковых слоях CoFe [2].

Ранее, для объяснения однонаправленной анизотропии в многослойных островковых системах было выдвинуто предположение о формировании в островковых структурах особых квазистационарных вихревых магнитных состояний [3]. Основной их особенностью является распределение намагниченности не в отдельных наноостровах, а по некоторому множеству наноостровов и возникновением магнитного момента в центре такого вихря (кора), направленного перпендикулярно плоскости образца. Возможность существования таких состояний косвенно подтверждается нашими измерениями на СКВИД магнетометре.

Литература

1. J.M. Talmadge, J. Gao, M.P. Riley et al. // Appl. Phys. Lett., 84, 4197 (2004).
2. J.B. Sousa, J.A. Santos, R.F.A. Silva et al. // Appl. Phys., 96 (7), 3861 (2004).
3. A.P. Boltaev, F.A. Pudonin, I.A. Sherstnev // Appl. Phys. Lett., 102, 142404 (2013).

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ АЛЬФВЕНОВСКИХ И МАГНИТОАКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩИХ СРЕДАХ

Д.И. Завершинский^{1,2}, Н.Е. Молевич^{1,2}

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева (национальный исследовательский университет); e-mail: dimanzav@mail.ru

² Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

В данной работе были изучены процессы эволюции магнитоакустических и альфвеновских волн в полностью ионизированной плазменной среде при наличии стационарного объёмного источника тепловыделения, мощность которого зависит от температуры и плотности. Исследование динамики волн проводилось с помощью основной системы уравнений магнитной гидродинамики в декартовой системе координат x, y, z , считалось, что волны распространяются вдоль оси z , а вектор стационарного магнитного поля находится в плоскости $(x, -z)$. На основе исходной системы были получены дисперсионные уравнения для быстрых и медленных магнитоакустических волн, а также для альфвеновских волн и определены условия усиления магнитоакустических волн при произвольном угле наклона вектора магнитного поля. С помощью теории возмущения с точностью до величин второго порядка малости было получено нелинейные уравнения [1], описывающие динамику быстрых и медленных магнитоакустических волн. Аналитически были определены возможные формы и параметры ударноволновых фронтов, а также их зависимость от величины и угла наклона вектора магнитного поля. Динамика волн также моделировалась численно на основе, полученного нелинейного уравнения и полной системы уравнений магнитной гидродинамики. В случае, когда магнитное поле параллельно оси z (в среде возможно распространение только медленных магнитоакустических и альфвеновских волн) начальное возмущение медленной магнитоакустической волны, при наличии в среде тепловой неустойчивости, распадается на серию автоволновых импульсов, альфвеновская волна распространяется без изменения формы фронта.

Работа частично поддержана Минобрнауки РФ, государственное задание на выполнение работ на 2012-2014 годы, шифр 2.560.2011, грантами РФФИ 12-01-31229 мол__а, 13-01-97001 р_поволжье_а, НИР №ГР 01201156352 и Стипендией Президента РФ для молодых ученых и аспирантов, осуществляющих перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики 2013-2015 года.

1. *Zavershinsky D.I.* Magnetoacoustic Autowave Pulse in a Heat Releasing Ionized Gaseous Medium / D.I. Zavershinsky, N. E. Molevich // Technical Physics Letters. – 2013. – V. 39. – N 8. – P. 676–679.

ВЛИЯНИЕ ДЕПОЛЯРИЗУЮЩЕГО КАНАЛА НА АСИММЕТРИЧНОЕ ЧИСТОЕ ТРЕХКУБИТНОЕ СОСТОЯНИЕ

Е.О. Киктенко

МГТУ им. Н.Э. Баумана; e-mail: evgeniy.kiktenko@gmail.com

Явление декогеренции является ключевой проблемой, стоящей на пути полноценной реализации квантовых информационных технологий. Особый интерес представляет вопрос о декогеренции подсистем «асимметричных» состояний – систем, в которых подсистемы принципиально отличаются друг от друга, вследствие чего, разрушительность декогеренции зависит от того, на какую именно подсистему она действует.

В настоящей работе рассматривался вопрос о декогеренции отдельных кубитов чистого трехкубитного асимметричного состояния

$$|\Psi_{ABC}\rangle = \frac{1}{4}(|\Psi_1\rangle + 2|\Psi_2\rangle + 3|\Psi_3\rangle),$$

$$|\Psi_1\rangle = |000\rangle + |011\rangle, \quad |\Psi_2\rangle = |110\rangle + |010\rangle, \quad |\Psi_3\rangle = |110\rangle + |011\rangle,$$

интересного тем, что с точки зрения квантового причинного анализа [1, 2] необратимый поток информации направлен от кубита A через кубит B к кубиту C (см. рис. 1). Во всех остальных разбиениях ($AB - C$, $AB - C$, $AB - C$) причинность отсутствует.

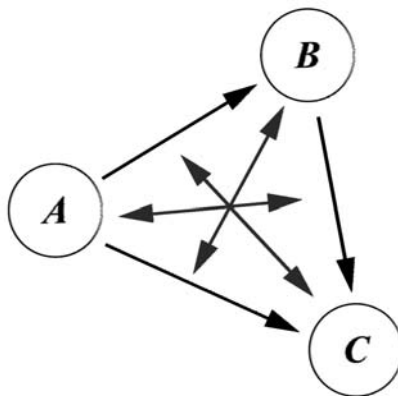


Рисунок 1. Причинная структура состояния $|\Psi_{ABC}\rangle$.

В качестве источника декогеренции рассматривается деполаризующий канал $\Phi_p[\rho] = p \text{Id}_2/2 + (1-p)\rho$ [3] (Id_2 – единичная матрица 2×2 , $p \in [0, 1]$ – степень деполаризации). Действие декогеренции на различные подсистемы приводит к трем

различным вариантам результирующего состояния:

$$\begin{aligned}\rho^{(A)}(p) &= (\Phi_p \otimes \text{Id}_2 \otimes \text{Id}_2) [|\Psi_{ABC}\rangle \langle \Psi_{ABC}|], \\ \rho^{(B)}(p) &= (\text{Id}_2 \otimes \Phi_p \otimes \text{Id}_2) [|\Psi_{ABC}\rangle \langle \Psi_{ABC}|], \\ \rho^{(C)}(p) &= (\text{Id}_2 \otimes \text{Id}_2 \otimes \Phi_p) [|\Psi_{ABC}\rangle \langle \Psi_{ABC}|].\end{aligned}$$

Для каждого из них вычислялась точность воспроизведения («fidelity») [4]:

$$F^{(\zeta)}(p) = \langle \Psi_{ABC} | \rho^{(\zeta)}(p) | \Psi_{ABC} \rangle, \quad \zeta = A, B, C,$$

а также величины взаимной информации для всех возможных разбиений $\xi-\eta$ исходной системы ($AB-C$, $AC-B$, $BC-A$, $A-B$, $A-C$, $B-C$):

$$I_{\xi-\eta}^{(\zeta)}(p) \equiv I_{\xi-\eta}[\rho^{(\zeta)}(p)] = S[\rho_{\xi}^{(\zeta)}(p)] + S[\rho_{\eta}^{(\zeta)}(p)] - S[\rho_{\xi\eta}^{(\zeta)}(p)], \quad \zeta = A, B, C,$$

где $S[\rho] = -\text{Tr}[\rho \log_2 \rho]$ – энтропия фон Неймана.

Получено, что на точность воспроизведения состояния наиболее деструктивно влияет деполяризация общей «причины» A , за ней идет деполяризация B и наименее деструктивно влияет деполяризация общего «следствия» C . В разбиениях $AB-C$, $AC-B$ и $BC-A$ взаимная информация разрушается наиболее интенсивно при декогеренции одиночной частицы (например, C в $AB-C$), и наименее интенсивно при декогеренции «следствия» в парной части разбиения (например, B в $AB-C$). В разбиениях $A-B$, $A-C$, $B-C$ взаимная информация разрушается более интенсивно в случае деполяризации «причины», чем в случае деполяризации «следствия». Данное anomальное поведение было впервые обнаружено в работе [5], и позднее объяснено в работе [2].

Таким образом, применение причинного анализа дает возможность обнаружения наиболее уязвимых частей системы к влиянию декогеренции. Оказывается, что различные подсистемы обладают различной степенью уязвимости с точки зрения сохранения различных характеристик: общей целостности структуры или корреляций между подсистемами.

Литература

1. E.O. Kiktenko, S.M. Korotaev. Phys. Let. A (2012) **376**, 820.
2. E.O. Kiktenko, S.M. Korotaev. Phys. Scr. (2013) **88**, 055008.
3. M.A. Nielsen and W.K. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information (Cambridge University Press, 2000) 700 p.
4. А.С. Холеев. Квантовые системы, каналы, информация (М.: МЦНМО, 2010) 328 с.
5. K. Życzkowski, P. Horodecki, M. Horodecki et al., Phys. Rev. A (2001) **65**, 012101.

СТРУКТУРА НЕЛИНЕЙНОЙ СПИНОРНОЙ МОДЕЛИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

В.И. МОЛОТКОВ

Российский университет дружбы народов; e-mail: molotvi@gmail.com

Известны несколько моделей для описания элементарных частиц с помощью топологических солитонов: теория магнитных монополей, модель Т.Х.Р. Скирма (1954 г.) и модель Л.Д. Фаддеева (1972 г.). В модели Скирма, описывающей внутреннюю структуру барионов и легких ядер, в качестве топологического заряда $Q = \text{deg}(S^3 \rightarrow S^2)$ используется барионное число B . Оно служит генератором гомотопической группы $\pi_3(S^3) = \mathbf{Z}$. Аналогично в модели Фаддеева для описания лептонов используется индекс Хопфа Q_H , который служит генератором гомотопической группы $\pi_3(S^2) = \mathbf{Z}$.

Для объединения моделей Скирма и Фаддеева рассматривается обобщение электродинамики Ми в рамках эффективной 16-спинорной полевой модели. В такой теории обнаружена группа симметрий, в которой сохраняется только псевдовектор. Также выделен барионный сектор, для которого получен явный вид спинорной части лагранжиана этого сектора.

Литература

1. *Rybakov Yu.P.* Soliton configurations in generalized Mie electrodynamics. Phys. of Nuclei 74, № 7, 1102-1105, 2011.
2. *Molotkov V.I.* The effective 8-spinor model of elementary particles. Conference abstracts of International Student Conference «Science and Progress». Petergof, 2011.

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ 5D УРОВНЯ В ХОЛОДНЫХ АТОМАХ РУБИДИЯ

С.А. Снигирев

Физический Институт им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук;
e-mail: snigirev.stepan@gmail.com

Измерение поляризуемостей атомов и молекул является важной задачей современной спектроскопии. Точное измерение поляризуемостей позволяет построить более строгие модели структуры атомных уровней и теории для тяжелых атомов, позволяющие рассчитать важные атомные параметры. Измерение поляризуемостей оказывается еще более важным в приложениях атомных часов и может существенно улучшить качество оптических стандартов частоты.

Поляризуемости основных и ридберговских уровней щелочных атомов измерены с высокой точностью, однако, атомы в промежуточных состояниях представляют трудность как для экспериментальных так и для теоретических исследований. Как правило, промежуточные уровни в атомах являются сравнительно короткоживущими и труднозаселимыми, вместе с тем они гораздо менее чувствительны к полю по сравнению с ридберговскими атомами.

5D уровень рубидия активно используется в метрологических измерениях, поскольку переход 5S-5D рекомендован Международным Комитетом Мер и Весов для практической реализации метра. Точно известное значение поляризуемости этого уровня необходимо для точной оценки систематических ошибок в экспериментах.

Численные расчеты поляризуемости этих уровней существенно различаются в зависимости от используемой модели. Отличие в скалярной части достигает 30%, а для тензорной – превышает 100%. В связи с этим, необходимо получение точно измеренных экспериментальных значений поляризуемостей 5D уровня рубидия.

Нам удалось измерить поляризуемости $5D_{3/2}$ и $5D_{5/2}$ уровней рубидия с точностью 0,4% для скалярной и 4% для тензорной компонент. Поляризуемость атомов измерялась через анализ сдвигов спектральных линий лазерно охлажденных атомов во внешнем электрическом поле.

Из полученных спектров были рассчитаны значения поляризуемостей указанных уровней, которые составили (в атомных единицах) $\alpha_s(5D_{3/2}) = 18400(150)$, $\alpha_t(5D_{3/2}) = -750(60)$, $\alpha_s(5D_{5/2}) = 18600(150)$, $\alpha_t(5D_{5/2}) = -1440(115)$.

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ДЛЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.М. Жданов, А.А. Степаненко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Моделирование процессов, протекающих в пристеночной плазме токамака, – один из ключевых вопросов, решение которого необходимо для проектирования будущих токамаков-реакторов и прогнозирования их работы. Основным режимом работы термоядерных реакторов станет, по-видимому, режим с отрывом плазмы [1], который характеризуется наличием «подушки» нейтрального газа, образующейся возле приемных пластин первой стенки токамака. Наличие как заряженных, так и нейтральных частиц в плазме токамака, а также присутствие различных примесей (C, Be, W) усложняет теоретический анализ явлений, протекающих в пристеночной области токамака, в частности из-за более сложных выражений для коэффициентов переноса компонентов плазмы. Представляется поэтому актуальной задача получения соотношений для коэффициентов переноса (преимущественно коэффициентов вязкости и теплопроводности) для многокомпонентной частично ионизованной плазмы, находящейся в магнитном поле.

В настоящей работе представлены выражения для коэффициентов вязкости и теплопроводности для произвольного компонента многосортной частично ионизованной плазмы в магнитном поле, полученные в рамках приближения 21 момента метода Грэда [2]. Использование этого приближения обеспечивает корректный переход к коэффициентам переноса чистых компонентов плазмы в пределах слабой и сильной ионизации плазмы. В последнем случае выражения переходят в хорошо известные результаты Брагинского [3]. Полученные аналитические выражения используются затем для расчета коэффициентов вязкости и теплопроводности для дейтериевой, гелиевой, дейтерий-гелиевой, а также дейтерий-тритиевой плазмы, находящихся в состоянии ионизационного равновесия, в области параметров, характерных для пристеночной плазмы в режиме её «отрыва» от первой стенки (плотность плазмы $n_{pl} \sim 10^{21} \text{ м}^{-3}$, температура плазмы $T_{pl} \sim 0,5-1,5 \text{ эВ}$, индукция магнитного поля $B \sim 2-5 \text{ Т}$ [1]). Отдельно проанализирован вклад процесса резонансной перезарядки ионов на атомах в рассчитанные значения коэффициентов переноса. Показано, что наличие в плазме компонентов с различной массой может приводить к заметным отклонениям величин коэффициентов переноса от их значений для плазмы, получаемой в результате ионизации чистых компонентов.

Литература

1. Schneider R., Bonnin X., Borrass K. // Contrib. Plasma Phys. 2006. V. 46. No. 1-2. P. 3.
2. Жданов В.М. Процессы переноса в многокомпонентной плазме / В.М. Жданов. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.
3. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ PbTe(Ga), ВОЗБУЖДАЕМАЯ ТЕРАГЕРЦОВЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

В.И. Черничкин¹, С. Г. Егорова¹, А.В. Никорич², Д.Р. Хохлов¹

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Ленинские горы, дом 1, строение 2;
e-mail: vlchern@yandex.ru

² Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова

Терагерцовый диапазон спектра электромагнитного излучения является промежуточным между микроволновым и инфракрасным. Для этого спектрального диапазона плохо работают как радиочастотные методы генерации и детектирования со стороны длинных волн, так и оптические – со стороны коротких волн. Вместе с этим, указанная спектральная область является очень важной для целого ряда практически важных применений.

Недавно было показано, что легированные сплавы на основе теллурида свинца являются чувствительными приемниками терагерцового излучения. Теллурид свинца, легированный галлием, обладает рядом уникальных особенностей, нехарактерных для исходного PbTe. Образование глубоких примесных уровней в энергетическом спектре твердого раствора PbTe(Ga) при определенном содержании примеси обеспечивает стабилизацию уровня Ферми в запрещенной зоне на 70 мэВ ниже дна зоны проводимости. В области низких температур $T < 80$ К наблюдается высокая фоточувствительность и задержанная фотопроводимость. Аналогичными особенностями обладают и сплавы $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In), однако при существенно более низких температурах $T < 25$ К. В $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (In) терагерцовая фоточувствительность наблюдается, как минимум, вплоть до длины волны 500 мкм. Можно предположить, что в PbTe(Ga) фотопроводимость также будет наблюдаться в терагерцовой спектральной области, но при существенно более высоких температурах, превышающих температуру жидкого азота, что дает существенные преимущества при практических применениях.

В работе изучались монокристаллы PbTe(Ga) с содержанием примеси галлия 0,4 ат. %. Исследование фотоотклика под действием терагерцовых лазерных импульсов проведено при длинах волн 90, 148 и 280 мкм в температурном интервале от 4,2 до 80 К. Фотопроводимость возбуждалась терагерцовым газового лазера с оптической накачкой. Длительность импульсов составляла около 100 нс. Показано, что при увеличении электрического поля наблюдается гашение задержанной фотопроводимости, при этом меняется характер фотоотклика.

Стендовые доклады

УПОРЯДОЧЕННЫЕ ВИХРЕВЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ СТРУКТУРЫ В ШИРОКОАПЕРТУРНЫХ ЛАЗЕРАХ

Д.А. Анчиков, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич, А.В. Пахомов

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
Самарский государственный аэрокосмический университет (национальный
исследовательский университет) (443086 Россия, г. Самара, Московское шоссе,
34); e-mail: swadimaz@mail.ru

В настоящее время вихревые структуры успешно применяются в области оптической манипуляции микрообъектами. В парадигме развития этой области перспективным представляется решение задачи параллельного управления массивами оптических вихрей. Наряду с существующими сложными и дорогими методами искусственного создания таких массивов, существуют экспериментально подтвержденная и потенциально перспективная для различных приложений возможность спонтанной генерации решеток оптических вихрей в различных широкоапертурных лазерах. Развитие технологий на основе самопроизвольного формирования устойчивого массива вихрей серьезная и актуальная задача, решение которой будет полезным не только в области оптической манипуляции объектами, но также, например, в беспроводной оптической связи, интерферометрии и оптической обработке информации. Однако процессы образования таких структур в лазерах являются недостаточно изученными для дальнейшего развития технологий на их основе.

В связи с этим, целью работы являлось теоретическое исследование условий существования и разрушения решеток оптических вихрей в широкоапертурных лазерах. В качестве математической модели использовалась самосогласованная полуклассическая система лазерных уравнений в частных производных. С помощью методов линейного анализа были получены бифуркационные диаграммы, иллюстрирующие области устойчивости/неустойчивости решеток вихрей и переходы между ними при различных параметрах лазера. Для проверки было проведено прямое численное моделирование исходной системы с помощью псевдоспектрального метода, которое качественно и количественно подтвердило достоверность полученных аналитически данных. Кроме того, был подробно исследован механизм потери устойчивости решеток вихрей при увеличении параметра накачки системы.

Работа частично поддержана Минобрнауки РФ, государственное задание на выполнение работ на 2012-2014 годы, шифр 2.560.2011 и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг.», ГК № 14.740.11.0999, 14.740.11.1140, соглашения 14.В37.21.0767 и грантами РФФИ 13-01-97001 р_поволжье_a, 13-01-97005 р_поволжье_a, 12-01-31229 мол_a и НИР №ГР 01201156352.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РЕОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

С.С. Белых, Д.В. Гладких

Северо-Кавказский Федеральный Университет, e-mail: serg151292@mail.ru

Изменение вязкости под воздействием магнитного поля – специфическое свойство магнитных жидкостей. В данной работе была исследована зависимость динамической вязкости магнитной жидкости от величины внешнего магнитного поля. Зависимость была исследована для нескольких жидкостей на разных основах: VM-3, ПЭС-3, смесь масел «рабочая жидкость».

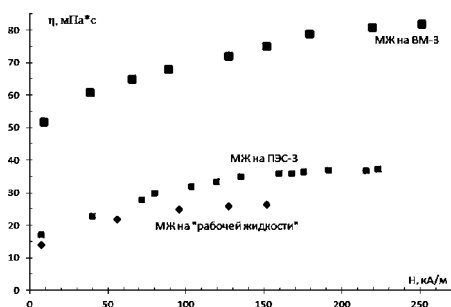


Рисунок 1. График зависимости динамической вязкости магнитных жидкостей на разной основе от напряженности магнитного поля.

использована жидкость на основе смеси различных масел под названием «рабочая жидкость».

Из графика, приведенного на рис. 1 видна ярко выраженная зависимость динамической вязкости от напряженности магнитного поля. При увеличении напряженности поля – вязкость возрастает, но при некотором значении вязкости возрастание прекращается и выходит «на насыщение». Для каждой жидкости значение насыщения свое, но замечено, что менее вязкие жидкости быстрее достигают насыщения, нежели жидкости с более вязкой основой. Полученные данные достоверно коррелируют с теорией [2].

Литература

1. Майоров М.М. Измерения вязкости феррожидкости в магнитном поле // Магнитная гидродинамика – 1980. – № 4. – с. 11-18.
2. Такетоми С. Магнитные жидкости/ Такетоми С., Тикадзуми С.: пер. с японск./ под ред. В.Е. Фертман – М: Мир, 1993. – 272 с.

Для определения вязкости была использована специально сконструированная установка, в основе которой находится капиллярный вискозиметр. Аналогичная установка и принцип ее работы описаны в работе Майорова М.М. [1]. Для каждого образца жидкости создавался индивидуальный капилляр, так как небольшая разница вязкости между двумя жидкостями требовала определенной толщины капилляра для точности измерения. В данной работе исследовались жидкости на основе вакуумного масла VM-3, на основе полиэтилсилоксана ПЭС-3. Так же была

НОВЫЙ АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ СОБСТВЕННЫХ ЗНАЧЕНИЙ СИММЕТРИЧНЫХ МАТРИЦ

С.В. Виноградов

Ульяновский государственный университет; e-mail: sergeigen131@rambler.ru

В настоящее время для решения задачи отыскания собственных значений симметричных матриц используется семейство итеративных алгоритмов, основанных на QL/QR -итерации [1]. Эти алгоритмы считаются сегодня наиболее быстрыми, хотя число операций для этих алгоритмов зависит от скорости сходимости для данной конкретной матрицы. Единственным недостатком этих алгоритмов является то, что они плохо поддаются процедуре распараллеливания. Поскольку современные тенденции в численных расчетах связаны с развитием параллельных вычислений, то этот недостаток можно считать достаточно серьезным для задач отыскания собственные значения матриц большой размерности.

В данной работе предлагается новый алгоритм нахождения собственных значений симметричных (самосопряженных) матриц, основанный на процедуре последовательной диагонализации матриц. Метод заключается в последовательном дополнении к диагонализированному верхнему левому блоку матрицы одной строки и столбца исходной матрицы M и приведении его к диагональному виду. Вычисления производятся в форме отыскания корней уравнения на собственные числа специального вида не для всей матрицы, а лишь для блока размерности k . Полученные собственные значения матрицы k затем используются для нахождения собственных чисел матрицы размерности $k+1$. При этом число операций сравнимо с QR -алгоритмом и не содержит операций вычисления квадратного корня. Основное преимущество заключается в нахождении отдельных собственных значений для каждого k -го блока независимо и параллельно. За счет этого нахождение собственных значений исходной матрицы M занимает гораздо меньше времени, чем для других алгоритмов. Особенно это ощутимо, если необходимо найти собственные значения матрицы большой размерности (≥ 10.000). В процессе нахождения собственных значений k -го блока, автоматически вычисляются его собственные вектора, путем специального перемножения которых можно получить собственные вектора исходной матрицы M . Однако это достаточно затратная по времени операция. Поэтому данный алгоритм, особенно выгодно использовать в случае, если требуется найти только собственные значения.

Литература

1. Икрамов Х.Д. Численное решение матричных уравнений [Текст] / Х.Д. Икрамов – М.: Наука. – 1984. – 190 С.

ПРИРОДА ПИННИНГА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ СЕМЕЙСТВА 122

В.А. Власенко, К.С. Перваков, Ю.Ф. Ельцев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва; e-mail: vlasenkovlad@gmail.com

В настоящее время актуальной проблемой является изучение связи плотности критического тока в пниктидах с природой пиннинга вихрей. В данной работе проведён сравнительный анализ пиннинга железосодержащих сверхпроводников семейства 122.

Считается, что можно описать зависимость критического тока сверхпроводников от температуры, $J_c(T)$, в рамках моделей δT -пиннинга ($J_c(t)/J_c(0) = (1-t^2)^{7/6}(1+t^2)^{5/6}$) и δI -пиннинга ($J_c(t)/J_c(0) = (1-t^2)^{5/2}(1+t^2)^{-1/2}$), где $t = T/T_c$. При этом плотность тока при $T=0\text{K}$ оценивается из формулы $J_c(t) = J_c(0\text{K})(1-(T/T_c)^n)^p$ [1].

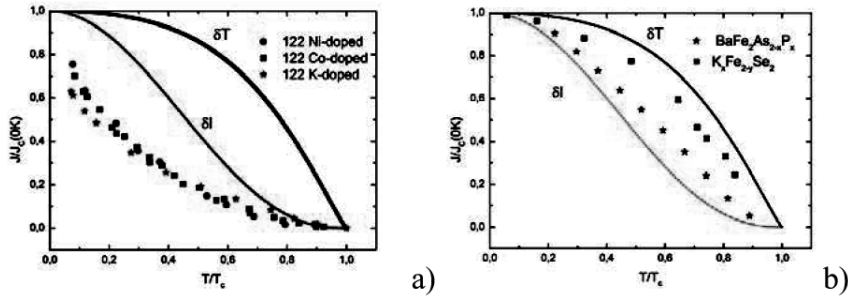


Рисунок 1. Графики зависимости $J/J_c(0\text{K})$ от T/T_c : а) для соединений $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2\text{As}_2$, $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ и $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ б) $\text{BaFe}_2\text{As}_{2-x}\text{P}_x$ и $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$.

На рис. 1(а) представлены кривые нормированной плотности тока ($J/J_c(0\text{K})$) от нормированной температуры (T/T_c) для соединений $\text{BaFe}_{2-x}\text{Ni}_x\text{As}_2$ [2], $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ [1] и $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, которые обладают высокой плотностью критического тока и сильным пиннингом вихрей. Кривые значительно отличаются от модельных. Наблюдаемое несовпадение с моделями δI и δT пиннинга не может быть объяснено неоднородным распределением центров пиннинга [3]. На рис. 1(б) представлены кривые ($J/J_c(0\text{K})$) от (T/T_c) для соединений $\text{BaFe}_2\text{As}_{2-x}\text{P}_x$ и $\text{K}_x\text{Fe}_{2-y}\text{Se}_2$ со слабыми центрами пиннинга и низкой плотностью критического тока, которые успешно описываются моделями δI и δT . Можно сделать вывод, что δI и δT модели хорошо описывают системы 122 со слабыми центрами пиннинга и сравнительно низкой плотностью тока, но не применимы для описания 122 с сильными центрами пиннинга.

Литература

1. Prozorov *et al.*, Phys. Rev. B 78, 224506 (2008).
2. K. S. Pervakov *et al.*, Supercond. Sci. Technol. 26, 015008 (2013).
3. A. K. Pramanik *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter 25, 495701 (2013).

УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ: РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ, ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

П.А. Ивлиев, О.С. Еркович

МГТУ им. Н.Э. Баумана; e-mail: ivliev-pavel@mail.ru

Углеродные нанотрубки (УНТ) рассматриваются как перспективный конструкционный материал для микро и наноэлектроники в связи с тем, что миниатюризация электронных приборов непосредственно влечет за собой увеличение плотностей токов, и традиционные материалы более не могут использоваться. Большие надежды возлагаются на создание сверхпрочных нитей из УНТ. Следует отметить, что последние исследования показали, что УНТ могут выступать в качестве улучшенных источников электронов для микроскопии. Эмиссионные характеристики УНТ являются очень перспективными по всем основным параметрам процесса. Техническое применение должно предваряться подробным теоретическим исследованием, чрезвычайно важным представляется изучение электронного распределения.

Поскольку длина нанотрубки на много порядков больше диаметра, представим ее как бесконечно длинный и равномерно заряженный тонкостенный цилиндр.

Таким образом, нанотрубка представляет собой цилиндрически симметричную потенциальную яму. Важным свойством этой системы является взаимодействие электронов между собой. Которое успешно описывает модель самосогласованного поля Хартри-Фока. Поиск искомого распределения электронной плотности осуществлен DFT методом. Для его реализации найдена зависимость суммарной энергии системы от плотности электронов, которая является функционалом полной энергии системы $E[n]$.

$$E[n] = \frac{3}{10} (3\pi^2)^{2/3} \int n(\vec{r})^{5/3} d^3\vec{r} + \int v(\vec{r})n(\vec{r})d^3\vec{r} + \\ + \frac{1}{2} \int \frac{n(\vec{r})n(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3\vec{r}d^3\vec{r}' + \frac{1}{72} \int \frac{1}{n(r)} (\nabla n(r))^2 d^3\vec{r}.$$

На основании теорем Кона – Хоэнберга [1] утверждается: минимуму функционала $E[n]$, представленной системы, должна соответствовать искомая зависимость $n(r)$, определяемая из условия

$$\frac{\delta E[n]}{\delta n(r)} = 0 \stackrel{def}{\Leftrightarrow} \frac{1}{n(r)} \frac{\partial^2}{\partial r^2} n(r) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{n(r)} \frac{\partial}{\partial r} n(r) - \frac{1}{r} \right)^2 - 36(3\pi^2)^{2/3} n(r)^{2/3} + 24\pi^2 = -\frac{1}{2r^2}.$$

В точке, соответствующей центру сечения цилиндра, плотность, определяемая только лишь диаметром самого цилиндра, достигает максимального значения; а по мере приближения к стенкам уменьшается. Причём уменьшение радиуса УНТ приводит к

значительному росту величины электронной плотности. Принципиально характер зависимости не меняется с увеличением радиуса цилиндра, а лишь изменяется само значение плотности в каждой точке. Можно полагать, что в цилиндрических структурах, схожих с рассмотренными, в отсутствие внешних воздействий сохраняется характер зависимости $n(r)$.

Литература

1. P. Hohnberg, W. Kohn. Phys. Rev. A, 136, B864(1964).

ИЗУЧЕНИЕ J-АГРЕГАТОВ КАРБОЦИАНИНОВЫХ КРАСИТЕЛЕЙ МЕТОДАМИ АТОМНО-СИЛОВОЙ И СКАНИРУЮЩЕЙ БЛИЖНЕПОЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МИКРОСКОПИИ

М.Г. Петрова¹, Е.И. Демихов¹, В.В. Прохоров², Н.Н. Ковалева¹

¹ Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН; e-mail: mariya.petrova@phystech.edu

² Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина Российской академии наук

Некоторые цианиновые красители в растворе могут образовать агрегаты с интенсивной узкой полосой поглощения (J-полоса) [1, 2]. Точные модели упаковок молекул красителей в молекулярно-кристаллических ячейках и прямые прецизионные измерения кристаллографических параметров структур J-агрегатов практически отсутствуют. Различными методами для некоторых карбоцианиновых красителей наблюдали несколько морфологически различных структур: двумерные молекулярные листы, закрученные ленты и их агрегаты, а так же трубки [3].

В данной работе методами атомно-силовой (АСМ) и сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) была изучена топография и локальные оптические свойства отдельных ленточных J-агрегатов амфифильного красителя 3,3'-бис(2-сульфопропил)-5,5',6,6'-тетрахлор-1,1'-диоктилбензимидакарбо-цианина (АЦК).

Для приготовления образцов сначала получали раствор красителя в метаноле с концентрацией 5 мг/мл. Для агрегации исходный раствор разбавляли дистиллированной водой в пропорции 1:15. Затем агрегаты осаждались на подложку, в качестве которой нами использовалась свежесколотая поверхность слюды и покровное стекло. Избыток раствора сдувался потоком очищенного газообразного азота.

АСМ измерения проводили на приборе Smart-SPM (AIST-NT, Зеленоград, Россия) в полуконтактной методике. Для АСМ-измерений предельного разрешения использовали ультраострые кантилеверы фирмы Nanotuning (Россия). СБОМ изображения были получены в геометрии на пропускание с помощью прибора Alpha300 S (WITec, Германия).

Данный прибор позволяет получать одновременно АСМ и СНОМ изображения объекта, для чего в качестве зондов были использованы кремниевые кантилеверы с полый алюминиевой пирамидой с апертурой не более 100 нм. Кроме того, данный прибор позволяет снимать спектральные характеристики образца в конфокальном режиме (мода Рамана, 50-кратный объектив, $NA=0,8$) одновременно с топографией (мода АСМ). Для получения спектров фотолюминесценции J-агрегатов сигнал с объектива передавали на дифракционную решетку с периодом 600 nm^{-1} и детектировали CCD камерой.

Проведенные нами измерения методом АСМ указывают на неоднородность профилей структур АЦК агрегатов: на поверхности наблюдались узкие протяженные лентообразные структуры высотой в диапазоне от 3 до 25 нм. Известно, что J-агрегаты красителя АЦК, адсорбированные на поверхности, могут иметь трубчатую структуру или представлять собой стопки уложенных друг на друга «элементарных» полосок [3]. Толщина трубки составляет 7-8 нм, а ширина элементарной полоски 4 нм и ее высота 3 нм [3, 4]. В нашем случае диапазон высот объектов лежал в пределах от 3 до 9 нм. Минимальная измеренная высота 3 нм согласуется с толщиной одной «элементарной» полоски, что исключает из рассмотрения модель трубчатой структуры J-агрегатов данного красителя.

В данной работе впервые были получены СБОМ изображения в геометрии на пропускание отдельных комплексов АЦК агрегатов, осажденных на подложку. Это, в свою очередь, предоставляет уникальную возможность регистрации объектов J-агрегатов (и их структуры), обладающих характерной полосой в спектре поглощения, в режиме СБОМ моды в комбинации с АСМ модой. Кроме того, измерение спектров фотолюминесценции в конфокальном режиме (с пространственным разрешением не меньше 300 нм) на квазиодномерных структурах J-агрегатов карбоцианиновых красителей, в комбинации с регистрацией топографии в моде АСМ, позволило получить усредненные локальные спектральные характеристики J-агрегатов и сделать заключение о поляризации оптических переходов в спектре фотолюминесценции.

На следующем этапе предполагается провести поляризационные СБОМ исследования, которые будут содержать более точную информацию о локальной ориентации диполей, которая необходима для построения реальной модели упаковок молекул красителей в молекулярно-кристаллических ячейках.

1. *Scheibe G.* Uber die Veranderlichkeit des Absorptionsspektrums einiger Sensibilisierungsfarbstoffe und deren Ursache. *Angew. Chem.* 1936, V. 49, P. 563.
2. *Jelley E.E.* *Nature.* 1936, V. 138, P. 1009–1010.
3. *Von Berlepsch H., Kirstein S., Hania R., Pughlys A., Bottcher C.J.* *Phys. Chem. B.* 2007, V. 111, № 7, P. 1701–1711.
4. *Prokhorov V.V., Pozin S.I., Lypenko D.A., Perelygina O.M., Mal'tsev E.I., Vannikov A.V.* *Chem. Phys. Lett.*, 2012, 535, P. 94-99.

ИССЛЕДОВАНИЕ АНИЗОТРОПИИ МЮОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ ФОРБУШ-ЭФФЕКТОВ

О.А. Ситько, И.И. Астапов, Н.С. Барбашина, Е.И. Яковлева

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»;
e-mail: volhaolya@gmail.com

Космические лучи (КЛ) представляют собой поток заряженных частиц высоких энергий из космического пространства и несут информацию как о физических явлениях в самих источниках излучения, так и о процессах в среде, через которую они проходят. Поэтому временные вариации характеристик КЛ в месте наблюдения могут быть вызваны изменениями мощности источников, включая ускорительные процессы на Солнце и в Галактике, а также различными модуляционными эффектами при распространении космических лучей в гелиосфере, магнитосфере и атмосфере Земли. Таким образом, КЛ являются удобным инструментом для изучения этих эффектов. Одним из ярких примеров влияния солнечной активности на КЛ являются форбуш-эффекты (ФЭ) [1], которые представляют собой резкое понижение интенсивности КЛ, регистрируемых различными наземными детекторами, в основном, нейтронными мониторами и мюонными телескопами. Новые возможности в исследованиях ФЭ открыло создание мюонного годоскопа (МГ) УРАГАН [2], который регистрирует поток мюонов одновременно со всех направлений небесной полусферы, что позволяет расширить информацию о гелиосферных и магнитосферных возмущениях и дает дополнительную возможность их своевременного обнаружения.

В работе представлены результаты анализа ФЭ и состояния гелиосферы и магнитосферы Земли в изучаемые периоды. Для ФЭ, сопровождавшихся магнитосферными возмущениями, получены мюонные снимки, которые позволяют изучать двумерную динамику потока и анизотропию вариаций КЛ во время ФЭ. Для их количественного описания используются параметры анизотропии потока. На основе полученных результатов, сделан вывод о взаимосвязи анизотропии потока мюонов и гелиосферных процессов, а также оценена возможность прогнозирования геоэффективности событий, происходящих на Солнце и в гелиосфере.

Литература

1. *Scott E. Forbush*. On the effects in cosmic-ray intensity observed during the recent magnetic storm // *Phys. Rev.*, 51: (1937) 1108-1109.
2. *Н.С. Барбашина и др.* Широкоапертурный мюонный детектор для диагностики атмосферы и магнитосферы Земли // *Известия РАН. Серия физическая*, т. 71, № 7, 1072-1074.

УСТОЙЧИВОСТЬ ЗАКРУЧЕННЫХ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА С РАДИАЛЬНЫМИ ГРАДИЕНТАМИ ПЛОТНОСТИ

С.С. Сугак

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика
С.П. Королёва (национальный исследовательский университет);
e-mail: sugakss@gmail.com

Исследование структуры закрученных течений с радиальным разрывом плотности потока и сопутствующее изучение параметров сред в присутствии закрученных потоков проводится, прежде всего, при изучении течений с горением, где возникают существенные градиенты плотности. Влиянию градиента плотности на устойчивость потока уделена значительная часть работы.

В ходе данного исследования аналитически решалась модельная задача об устойчивости радиально симметричного закрученного течения газа в режиме противоточных течений (след с противотоком). На основе экспериментальных данных выбрана аппроксимация профиля скоростей течения вихрем Рэнкина.

Получено дисперсионное соотношение. В качестве определяющих безразмерных величин выбраны параметр крутки S , отношение аксиальных скоростей a , отношение радиуса потока к радиусу области противотока K , а так же отношение плотностей q .

В пакете Mathcad численно получены дисперсионные уравнения для различных наборов параметров. Проведено исследование устойчивости спиральных мод. Выявлено, что наиболее неустойчивой для рассматриваемого режима является $+1$ спиральная мода, что говорит о её решающем влиянии на структуру потока.

Рассмотрено влияние каждого из параметров на величину и инкремент неустойчивости возмущения. Подтверждено, что с увеличением параметра крутки неустойчивость спиральной моды возрастает. Показано, что увеличение перепада плотности ведёт к стабилизации потока. Предельный переход к модели полого вихря ($Q = 0$), где не выполняются условия для возникновения неустойчивости Кельвина-Гельмгольца, так же подтверждает это положение.

Проведено сравнение результатов с результатами прямого численного моделирования, а так же с результатами экспериментальных работ. Получено качественное согласование результатов исследований.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ

И.А. Хачатурян, А.В. Доманов

Институт математики и естественных наук СКФУ (специальность «Физика»);
ФГАОУ ВПО «Северо-Кавказский федеральный университет»; Институт
математики и естественных наук; 355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1;
e-mail: ilya5194@mail.ru

Возмущение намагниченности магнитной жидкости плоской звуковой волной ранее неоднократно рассматривалось в ряде работ [1-2]. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования зависимости магнитной восприимчивости магнитной жидкости от воздействия ультразвуковой волны.

Исследование магнитной восприимчивости осуществлялось мостовым методом, ее эффективная величина оценивалась по индуктивности измерительного соленоида, внутрь которого вводилась стеклянная трубка с магнитной жидкостью. Ультразвуковая волна, частотой 2,4 МГц направлялась вдоль трубки, в качестве объекта исследования использовалась магнитная жидкость с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов. Так же были проведены исследования однородной магнитной жидкости, не содержащей агрегатов.

На рис. 1 показаны зависимости магнитной восприимчивости от напряжения на

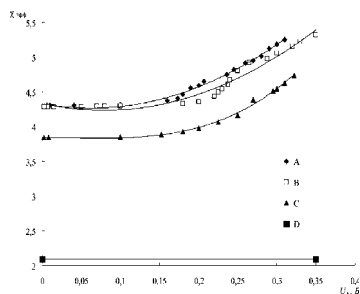


Рисунок 1.

излучателе без и при различных значениях напряженности магнитного поля, направленного перпендикулярно направлению ультразвуковой волны. При этом, для однородного образца магнитной жидкости какой-либо зависимости магнитной восприимчивости от воздействия ультразвука не обнаружено (кривая D, рис. 1). Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволяют сделать вывод о наличии

зависимости магнитной восприимчивости магнитной жидкости с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов от воздействия ультразвуковой волны.

Литература

1. Таранов И.Е. Звуковые волны в намагничивающейся среде // ПМТФ. 1973, № 1, С.15-22.
2. Полушин В.М. Релаксация намагниченности и распространение звука в магнитной жидкости// Акуст. журн. 1983, Т. 29, № 6, С. 820-823.

ПРИКЛАДНАЯ ФИЗИКА

Стендовые доклады

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ (КРОВОСОСУЩИХ НАСЕКОМЫХ)

А.Ф. Алыкова, О.М. Алыкова, А.М. Лихтер

Астраханский государственный университет,
Россия, Астрахань, ул. Татищева, 20а; e-mail: waiste15@bk.ru

Практически любой вид человеческой деятельности, прямо или косвенно связан с воздействием на окружающую природную среду. Такое воздействие чаще всего является негативным и приводит к необратимым изменениям в экологической системе. Примером является борьба с кровососущими насекомыми химическими, тепловыми и акустическими методами. Авторами разработано альтернативное воздействие на кровососущих насекомых акустическими полями определенного диапазона. [1, 2]. Устройства, входящие в систему находятся на стадии регистрации в ФИПСе (уведомления о поступлении заявок: 2013127055 от 13.06.2013; 2013151563 от 19.11.2013). Традиционно все отпугиватели воспроизводят два звука: звук летящего комара мужской особи и стрекозы, имитируемые ультразвуком. Принципиальное отличие предлагаемого отпугивателя от существующих аналогов заключается в возможности «качания» частоты генератора, что снижает к минимуму эффект привыкания кровососущих насекомых, существенно улучшает потребительские свойства товара, и исключает ультразвуковой диапазон, оказывающий негативное влияние на человека. Проведенные авторами исследования выявили: а) утверждается, что, «согласно исследованиям, звук на частоте 15 кГц имитирует шумы, издаваемые стрекозами, которые представляют смертельную опасность для комаров, и таким образом их отпугивает», на самом деле шум крыльев стрекоз происходит на гораздо более низких частотах – от 20 до 170 Гц; б) утверждение о том, что ультразвук копирует звук комаров-самцов и таким образом отпугивает кровососущих самок, также не выдерживает критики, потому что, звук их крыльев издается на частоте 450-500 Гц, а это ниже ультразвука и отпугивает только оплодотворенную самку [1,2]. Слуховая система самок комаров, «обладает» зеркальным каналом от 320-480 Гц. Поэтому ставится под сомнение возможность восприятия летящими самками звуков полета самцов 455-470 Гц. Повышение частоты полетной вибрации приводит к пропорциональному сдвигу зеркального канала в область более высоких частот [1, 2], что приводит к формированию дополнительной зоны чувствительности выше

зеркального канала. Одно из назначений этой зоны – функция защиты от хищников, которыми являются стрекозы, мелкие птицы. Таким образом, для воздействия на комаров выделены два диапазона частот: а) от 50 до 170 Гц, для имитации шума крыльев стрекозы; б) от 340 до 640 Гц, включающий зеркальный канал, зону которого можно использовать для «раскачивания» частоты за время порядка сотых долей мс для дезориентации самки комара в пространстве.

Литература

1. Махмудова А.Ф., Лихтер А.М., Анализ процесса передачи акустической информации изучаемым объектам (насекомым). // Научно-технический ж-л «Прикаспийский журнал: управление и высокие технологии». – 2012 – № 1 – С. 95-103.
2. Алыкова (Махмудова) А.Ф., Лихтер А.М. Экспериментальное исследование влияния акустических сигналов (диапазона 16...20 кГц) на кровососущих насекомых. Сборник материалов международной конференции молодых ученых «Экспериментальная и теоретическая биофизика '13», Пущино, 21–23 октября 2013 г., С. 4-5.

ВЛИЯНИЕ СПОСОБА ВЫДЕЛЕНИЯ ЖИРОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СОАПСТОКА НА ЕГО ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

А.Р. Быков¹, Ю.И. Прокофьев¹, Т.Н. Пояркова², Е.И. Голядкина²,
О.Г. Андросова¹

¹ Елецкий государственный университет им. И.А. Бунина; e-mail: ikt-inform@mail.ru

² Воронежский государственный университет

Перспективным источником возобновляемого природного сырья для получения жирных кислот и их солей для производства ПАВ может служить соапсток – отход производства растительных масел на стадии рафинации, являющийся альтернативой нефтепродуктам [1].

Выделение масложировой составляющей соапстока для увеличения ее концентрации является актуальной задачей, сводящейся к разрушению прямой эмульсии [2, 3].

Цель данной работы – изучение влияния способа выделения жировой составляющей соапстока на его гидрофобизацию, что является положительным для синтеза ПАВ.

Выделение жировой составляющей соапстока осуществлялось различными способами: смесью неионогенного ПАВ (НПАВ) и NaCl (СОАП-1), изопропиловым спиртом (СОАП-2), сивушным маслом (СОАП-3) и толуолом (СОАП-4).

С помощью метода Ленгмюра были получены изотермы сжатия монослоев

исследуемых образцов (рисунок 1), в том числе при различных температурах. Из анализа изотерм определен ряд параметров, позволяющих выбрать наиболее приемлемый из

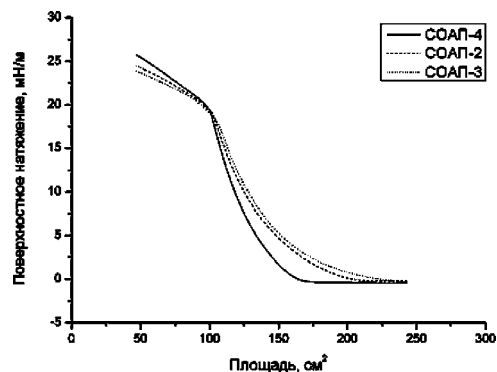


Рисунок 1. Изотермы сжатия монослоев исследуемых образцов при температуре 27°С.

приведенных способов выделения жировой составляющей (результаты в таблице 1).

Согласно таблице – выделение соапстока толуолом приводит к продукту с самой маленькой молекулярной площадкой, что свидетельствует о гидрофобизации жировой составляющей, а значит и ПАВ. Следующим в этом ряду является сивушное масло, затем изопропиловый спирт и смесь НПАВ и NaCl. Можно сделать вывод о возможности использования сивушного

масла в качестве дешевого и безопасного растворителя, для выделения жировой составляющей соапстока.

Таблица 1

Значения молекулярных площадок S_m , среднего коэффициента изотермического поверхностного сжатия β монослоя (усреднение для участка, идентифицированного как конденсированная пленка) и критического поверхностного давления в монослое π_0

Наименование образца	Жиры соапстока, выделенные различными способами (СОАП)							
	1		2		3		4	
Температура, °С	20	40	28	45	28	45	28	45
β , м·Н ⁻¹	16,2	16,8	21,0	25,2	16,6	18,1	15,3	20,3
S_m , нм ²	0,86	1,00	0,80	0,77	0,77	0,54	0,71	0,78
π_0 , мН·м ⁻¹	29	25	19,0	17,2	19,7	18,9	19,6	18,6

Литература

1. Арутюнян Н.С. Лабораторный практикум по химии жиров. С.-Пб.: ГИОРД, 2004, 264 с.
2. Пояркова Т.Н., Кудрина Г.В., Прокофьев Ю.И. и др. Влияние неорганических электролитов и неионогенных ПАВ на устойчивость масляных эмульсий //ЖПХ, 2013, Т. 86, № 2, С. 200-205.
3. Patent No.: US 6.399.802 В2 Jun.4, 2002. Method for soapstock acidulation.

АНОМАЛИИ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ БИОЛОГИЧЕСКИХ МИКРОЧАСТИЦ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ПРИМЕНЕНИЙ

А.А. Васин¹, А.М. Лихтер¹, Н.В. Классен²

¹ Астраханский Государственный Университет

² Институт Физики Твёрдого Тела Российской Академии Наук

На основе электрооптических явлений работают такие широко применяемые устройства как модуляторы световых сигналов (оптоволоконная связь) и электрооптические затворы для лазеров. В стадии экспериментальных исследований находятся разработки оптических компьютеров, где важное значение играет управление оптическими сигналами – в том числе электрооптическими способами.

Рассматриваемые биологические микрообъекты – цветочная пыльца и хитозан. Экспериментальным путем было обнаружено, что пыльца и хитозан электрически активны. А так они оптически прозрачны, то появляется возможность наблюдать электрооптические эффекты у данных биологических микрообъектов.

В связи с этим поиск новых материалов для электрооптических устройств, которые могли бы проявлять необходимые электрооптические свойства при более слабых полях, улучшая технологичность и экономичность приборов, является довольно актуальным направлением.

К числу перспективных с точки зрения электрооптических применений можно отнести биологические микрообъекты – хитозан и цветочную пыльцу. Они характеризуются хорошей оптической прозрачностью и, с другой стороны, их электрическая активность подтверждается экспериментально [1, 2].

Электрооптические свойства пыльцы и хитозана исследовались с помощью поляризационного оптического микроскопа «Ампливал», на поворотном столике которого в препаратодителе размещались микроюветы с дном из оптически прозрачного стекла с наклеенными на него параллельными электродами толщиной от 0,2 до 1 мм и межэлектродными расстояниями от 1,5 до 3,5 мм. Влияние электрического поля на оптические свойства водных суспензий пыльцы и хитозана изучалось посредством записи изменений видеоизображений в оптическом микроскопе при постоянных приложении электрических полей амплитудами от 30 до 400 В (максимальная средняя напряженность поля при этом достигала 1000 В/см).

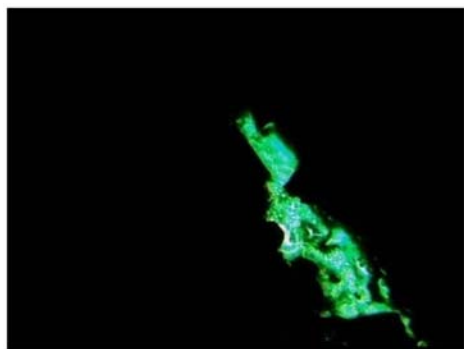
После обработки суспензии ультразвуком или длительной выдержки в электрическом поле часть содержащихся в пыльцовых шариках субмикронных зернышек выходила в воду, образуя оптически прозрачную среду, которая занимала свободные зоны между пыльцовыми шариками и пластинками хитозана. Эта среда

демонстрировала заметные изменения оптических свойств в электрическом поле:

1. При включении внешнего поля возникала заметная оптическая анизотропия, вызывающая просветление поля зрения в скрещенных поляризаторах. Особенно сильное просветление наблюдалось, если направление внешнего поля составляло 45° с направлениями пропускания скрещенных поляризаторов. При относительно малых концентрациях зернышек пыли динамика просветления носила существенно немонотонный характер: у одного из электродов зарождалась параллельная ему световая полоска, которая подобно световому домену быстро пробегала в сторону противоположного электрода, после чего поле зрения вновь становилось темным. Если же полярность электродов менялась на противоположную, пробегание светового домена повторялось, но в противоположном направлении. Это явление можно объяснить тем, что субмикронные зернышки пыли имеют электрический дипольный момент и стационарный электрический заряд. Поэтому во внешнем электрическом поле они ориентируются вдоль него дипольными моментами (создавая оптическую анизотропию) и перемещаются вдоль поля. Сгусток таких зернышек формируется у притягивающего их электрода, а при смене знаков электродов они быстро перемещаются к противоположному краю кюветы, что выявляется по пробеганию светового домена. Если же концентрация таких зернышек становится больше, они более равномерно заполняют межэлектродное пространство, и воздействие внешнего поля проявляется, прежде всего, в их переориентации, которая создает стационарную оптическую анизотропию и, соответственно, стационарное просветление, яркость которого на начальном этапе возрастает по мере увеличения поля, а затем, когда все зернышки оказываются полностью ориентированными по полю, приобретает стационарную величину. Для наглядного представления описываемого явления ниже приведены снимки с оптического микроскопа в просвечивающем свете с объективом (горизонтальные размеры кадров 300 микрон).

С помощью этих двух снимков можно увидеть резкое возрастание интенсивности света, проходящего через скрещенные поляризаторы.

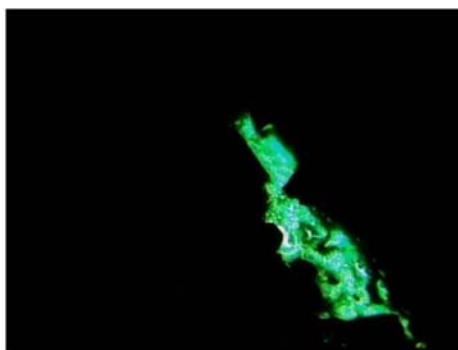
Величина возрастания интенсивности, скорость движения и другие характеристики доменов зависят от концентрации хитозана и пыли в суспензии, величины и направления поля. Также стоит отметить, что при заметной концентрации хитозана наблюдается усиление некоторых электрооптических эффектов. При других концентрациях хитозана и пыли в суспензии можно наблюдать образование остаточной поляризационной анизотропии у электрода и поляризационную анизотропию возрастающую или убывающую с изменением поля.



1.



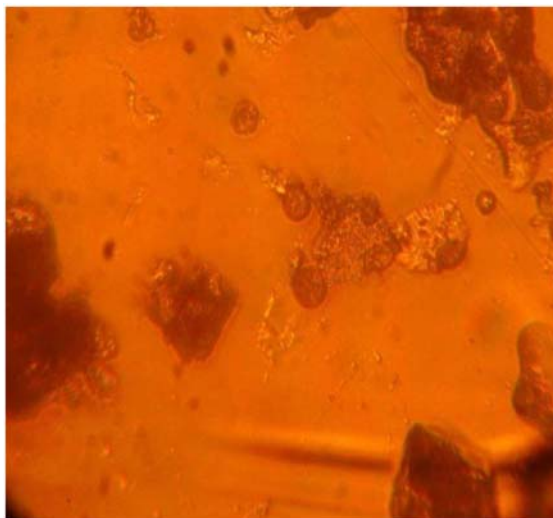
2.



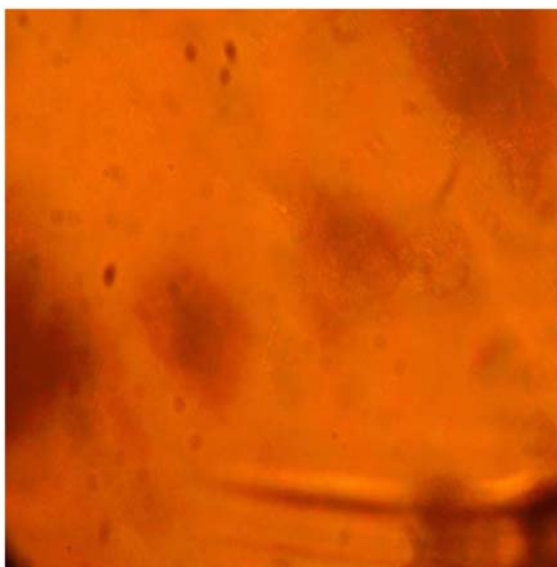
3.

2. При наблюдении в оптический микроскоп водной суспензии с пыльцевыми шариками и хитозаном, в которой после обработки электрическим полем присутствуют еще и субмикронные зернышки пыльцы, обнаружилось значительное ослабление контраста изображений шариков, вызываемое поднесением к поверхности суспензии у области наблюдения металлических масс в виде пластин, колец и т.д. вплоть до практически полного их исчезновения (как изображено на рисунке).

На левом фото видны изображения 4-х пыльцевых шариков, расположенных отдельно (и еще один виден частично), левее и ниже центра – три шарика, примкнувшие к пластинке хитозана, правее центра четыре шарика, лежащие на пластинках хитозана. На правом фото изображения всех отдельных шариков не видны (кроме крайнего правого, контрастность которого существенно ослабла). Изображения всех шариков, связанных с хитозаном, существенно ослабили по контрасту. Важно отметить, что в той же конфигурации всех предметов, но не в проходящем, а в отраженном свете изображения шариков остаются видными. На основе вышеописанного заключения о том, что микрозернышки пыльцы, с одной



Изображение до приближения пластин



Изображение после приближения пластин

стороны, перемещаются под действием внешнего поля, с другой стороны, способны существенно изменить показатель преломления суспензии, можно предложить такое объяснение исчезновения изображений шариков:

Приближение металла к области наблюдения, в соответствии с законами

электростатики, локально усиливает там электрическое поле. Вследствие этого происходит такое пространственное перераспределение микрочастиц, что вокруг шариков формируется зона с локально увеличенным показателем преломления, которая начинается со стороны вхождения светового потока, обтекает шарики вдоль его боковых сторон и смыкается выше шарика. При определенных направлениях падающих на шарик световых потоков они захватываются этой зоной как световодом, обтекают по нему шарик и возвращаются к прежнему направлению распространения выше шарика. При этом не происходит заметного ослабления шариком направляемого на него света и он как бы невидим. Но в отраженном свете углы падения другие, весь свет зоной увеличенного показателя преломления не захватывается, полного обтекания не приходит и видность шарика сохраняется. Эти эксперименты показывают, что электрические поля способны не только изменить оптическую анизотропию среды за счет переориентации микрочастиц пылицы, но и существенно промодулировать пространственное распределение показателя преломления за счет перемещений этих микрочастиц. Следует подчеркнуть, что наличие в суспензии хитозана снижает приблизительно на порядок величины электрических полей, в которых наблюдаются описанные выше электрооптические эффекты. Это можно объяснить большой величиной его диэлектрической проницаемости, в результате чего внешние электрические поля в окрестности чешуек хитозана должны многократно усиливаться. Таким образом, суспензии микрочастиц пылицы и хитозана создают хорошие перспективы для формирования электрооптических модуляторов, затворов, электрохромных фильтров, дефлекторов и других оптоэлектронных устройств, для эффективной работы которых требуются относительно малые величины управляющих электрических полей. Кроме того, эти суспензии могут оказаться эффективными средами для регистрации ионизирующих излучений и для преобразования радиации в электричество. При попадании в суспензию гамма-кванта или другой ионизирующей частицы там возникают свободные электрические заряды. По нескольким механизмам положительные и отрицательные заряды могут разделяться - например, за счет различий в их коэффициентах диффузии или если в суспензии действует внутреннее электрическое поле благодаря предварительной ориентировке дипольных моментов микрочастиц пылицы. Разделение зарядов приведет к изменению распределения внутренних электрических полей и, соответственно, к модифицированию анизотропии и пространственного распределения показателя преломления, что можно зарегистрировать известными оптическими методами, получив информацию об энергии и траектории ионизирующей частицы.

Литература

1. Термоактивационная и диэлектрическая спектроскопия пленок хитозана/Е.И.Бобрицкая, Р.А.Кастро, Д.Э.Темнов//Физика твердого тела, том.55, вып.1, 193-196.

2. Pollen morphology of the tribe Neottieae and its impact on the classification of the Orchidaceae/ Ackerman, J., D., Williams, N., H.//Grana Palynologica,-1980, - 19: 7-18.
3. Effect of Electromagnetic Fields on Structure and Pollen Grains Development in *Chenopodium album* L/ Leila Amjad, Mahsa Shafighi//World Academy of Science, Engineering and Technology 46 2010, 913-915.
4. Use of Fourier transform infrared (FT-IR) spectroscopy as a tool for pollen identification/Elena Gottardini/ /Aerobiologia(2007) 23: 211 -219.

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕХНОГЕННЫХ СТАЛАКТИТОВ ПОСЁЛКА МАРЦИАЛЬНЫЕ ВОДЫ

А.И. Григорчук

Петрозаводский государственный университет; e-mail: alexgrig2@mail.ru

В работе выполнены рентгенографические исследования двух образцов техногенных сталактитов, найденных в пос. Марциальные Воды республики Карелия. Рентгенографирование образцов проводилось на автоматизированном дифрактометре ДРОН-6.0 в медном $K\alpha$ излучении в интервале углов 2θ от 20° до 140° , с шагом по углу $0,05^\circ$. Предварительная обработка и качественный фазовый анализ образцов проводились при помощи пакета программ PDWin. Показано, что образцы сталактитов являются однофазными и представляют собой кальцит $CaCO_3$.

Был выполнен полнопрофильный анализ рентгенограмм обоих образцов техногенных сталактитов. На первом этапе проводилось уточнение профильных характеристик рентгенограмм образцов. При этом наблюдалось сильное перераспределение интенсивности на расчётной и экспериментальной рентгенограммах обоих образцов, факторы недостоверности имели высокие значения (R_{wp} -60%, R_p -50%). При таких высоких значениях факторов недостоверности переходить к уточнению структурных характеристик нельзя. Было сделано предположение о наличии в образцах текстуры, которая возникает в процессе роста сталактитов. Введение поправки на текстуру по выделенным направлениям для первого образца не увенчалось успехом: факторы недостоверности оставались высокими: R_{wp} =53,97%, R_p = 40,49%, R_e = 24,08%, $GofF$ =2,24. Таким образом, можно говорить о том, что текстура в первом образце не является аксиальной, а имеет более сложный характер, выяснить который пока не удалось.

Аналогично, для второго образца была введена текстурная поправка по направлению [003]. При этом факторы недостоверности составили: R_{wp} = 17,68%, R_p = 11,38%, R_e = 8,83%, и $GofF$ = 2,00. Следовательно, во втором образце присутствует аксиальная текстура с осью [003].

ДИАГНОСТИРОВАНИЕ ЖЕСТКОСТЕЙ ОПОР РОТОРА ПО ЧАСТОТАМ ЕГО СВОБОДНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Е.А. Иванова, Г.Ф. Сафина

ФГБОУ ВПО “Башкирский государственный университет”, Нефтекамский филиал, Республика Башкортостан, г. Нефтекамск; e-mail: safinagf@mail.ru

В работе рассмотрены свободные колебания ротора на подшипниках (рис. 1). Прямая задача сведена к решению двух систем дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} JW \frac{\dot{y}_2 - \dot{y}_1}{l} - J_1 \frac{\ddot{z}_2 - \ddot{z}_1}{l} = z_2 l_2 d_2 - z_1 d_1 l_1, & \begin{cases} \frac{W}{gl} (l_2 \ddot{y}_1 + l_1 \ddot{y}_2) + c_1 y_1 + c_2 y_2 = 0, \\ \frac{W}{gl} (l_2 \ddot{z}_1 + l_1 \ddot{z}_2) + d_1 z_1 + d_2 z_2 = 0. \end{cases} \\ JW \frac{\dot{z}_2 - \dot{z}_1}{l} + J_1 \frac{\ddot{y}_2 - \ddot{y}_1}{l} = -y_2 c_2 l_2 + y_1 c_1 l_1. \end{cases}$$

Здесь y_1, z_1, y_2, z_2 – малые перемещения подшипников при колебаниях, c_1, c_2, d_1, d_2 – коэффициенты жесткостей опор в горизонтальном и вертикальном направлениях, W – масса ротора, J – момент инерции, l – длина системы, l_1 и l_2 – расстояния от центра тяжести ротора до горизонтальных опор. По

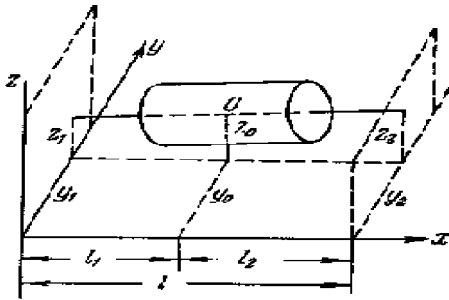


Рисунок 1. Ротор на податливых опорах.

решению прямой спектральной задачи исследовано влияние жесткостных и массовых параметров ротора на частоты его свободных колебаний.

Впервые поставлена и решена задача диагностирования жесткостей горизонтальных и вертикальных опор ротора. Представлены методы нахождения жесткостей горизонтальных или вертикальных опор по известным двум и известным трем частотам колебаний. Получены аналитические формулы для коэффициентов жесткостей горизонтальных и вертикальных опор ротора. Доказаны соответствующие теоремы.

Впервые поставлена и решена задача диагностирования жесткостей горизонтальных и вертикальных опор ротора. Представлены методы нахождения жесткостей горизонтальных или вертикальных опор по известным двум и известным трем частотам колебаний. Получены аналитические формулы для коэффициентов жесткостей горизонтальных и вертикальных опор ротора. Доказаны соответствующие теоремы.

Решена также задача одновременного диагностирования жесткостей горизонтальных и вертикальных опор ротора. Впервые исследована и решена задача сохранения безопасных частот колебаний ротора при изменениях его физических параметров. Разработаны программные реализации решений задач диагностирования, использующие команды математического пакета Maple. Приведены примеры.

Литература

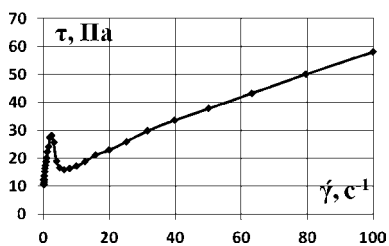
1. Тимошенко С.П. Колебания в инженерном деле. – М.: Физматгиз, 1959. – 440 с.

ЗАВИСИМОСТЬ ВЯЗКОСТИ МАЗУТА ОТ СКОРОСТИ СДВИГА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

И.А. Клепиков, И.В. Разумовская, А.Л. Голанов, В.И. Лесин

Московский педагогический государственный университет (МПГУ);
e-mail: ilyaklop@gmail.com

Особенностью нефти и нефтепродуктов является то, что их коллоидные частицы образуют агрегаты со сложной (фрактальной) структурой, которые могут разрушаться в процессе вязкого течения. Для таких систем зависимость напряжения сдвига τ от скорости сдвига $\dot{\gamma}$ в ряде случаев демонстрирует «аномальное» поведение: τ при росте $\dot{\gamma}$ вначале растет,



затем уменьшается, а затем опять растет. Нами подобная зависимость была получена для прямогонного мазута в широком диапазоне скоростей сдвига от $0,01 \text{ с}^{-1}$ до 1000 с^{-1} (на рис. 1 только до 100 с^{-1} для лучшего масштаба) в интервале температур от 5°C до 40°C (10°C на рис. 1). Интервал температур был выбран так, чтобы захватить область выше и ниже температуры кристаллизации парафинов мазута

(примерно 20°C , определялась методом ДСК). Измерения проводились на реометре Physica MCR 301 фирмы Anton Paar.

Небольшие скорости сдвига не могут разрушить агрегаты, и при росте $\dot{\gamma}$ напряжение в образце τ традиционно растет. При дальнейшем увеличении $\dot{\gamma}$ начинается разрушение агрегатов, вязкость и τ падают. И наконец, при определенной скорости сдвига наступает момент, когда большинство агрегатов разрушены, поведение образца определяется свойствами коллоидных частиц, из которых состояли агрегаты, и с ростом скорости сдвига напряжение вновь растет.

Зависимость $\tau(\dot{\gamma})$, приведенная на рис. 1, соответствует фрактальной теории вязкости неньютоновской жидкости, предложенной одним из авторов [1-2], и определяется спецификой строения фрактальных агрегатов коллоидных частиц и процессами их разрушения-слипания в процессе вязкого течения. Зависимость результатов от предыстории образца (способа закладки, предыдущих измерений, воздействий) также подтверждает качественные представления теории.

Литература

1. Лесин В.И., Фрактальная формула зависимости вязкости неньютоновской жидкости от градиента скорости, // Георесурсы. Геоэнергетика. Геополитика, 2011, вып.1(3), oilgasjournal.ru.
2. Lesin V.I., Koksharov Yu.A., Khomutov G.B., Viscosity of Liquid Suspensions With Fractal Aggregates: Magnetic Nanoparticles In Petroleum Colloidal Structures, // Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects, v. 392 (2011), p. 88-94.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА АДсорбЦИИ МОЛЕКУЛ ВОДЫ НА ПОВЕРХНОСТИ СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Г.И. Лазоренко

ФГБОУ ВПО «Ростовский государственный университет путей сообщения»
(ФГБОУ ВПО РГУПС); e-mail: glazorenko@yandex.ru

Слоистые силикаты находят широкое применение во многих областях деятельности [1]. Их применение часто связано с получением водных суспензий, поэтому всестороннее изучение явления смачивания, наблюдаемого на границе раздела фаз, и разработка методов определения смачиваемости этих кристаллических систем является актуальной научной задачей [2, 3]. Решение этой задачи позволит обосновать управление многими процессами дисперсных систем на основе слоистых силикатов.

В настоящей работе методом инфракрасной Фурье спектроскопии исследован механизм адсорбции молекул воды на поверхности одного из наиболее распространенных видов слоистых силикатов – каолинита (Глуховецкое месторождение). Исследованы образцы выделенной фракции минерала (менее 1 мкм) различной влажности с помощью ИК-Фурье спектрометра Alpha-E фирмы Bruker Optics (Германия). Съемка проводилась в среднем инфракрасном диапазоне от 500 до 4000 см⁻¹ методом нарушенного полного внутреннего отражения. Установлены корреляционные зависимости между положением наиболее интенсивных полос поглощения, относящихся к валентным колебаниям ОН-групп и Si-O, и фазовым переходом частиц минерала в пластичное состояние. Результаты экспериментальных исследований находятся в качественном согласии с результатами теоретических исследований, выполненных с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М.В. Ломоносова [4] в программном пакете NWChem в рамках теории функционала плотности.

Литература

1. Zhou C., Keeling J. Clays and clay minerals: geology, properties and uses // Applied Clay Science, 2013. – V. 74. – P. 1-162.
2. Roland 'olc, Martin H. Gerzabek, Hans Lischka, Daniel Tunega. Wettability of kaolinite (001) surfaces – Molecular dynamic study // Geoderma, 2011. – V. 169. – P. 47-54.
3. NIU Ji-Nan, QIANG Ying-Huai. Molecular Dynamics Simulation on Structure of Water Molecules in a Kaolinite-Water System // Acta Phys.-Chim. Sin., 2009. – V. 25(6) – P. 1167-1172.
4. Воеводин Вл.В. и др. Практика суперкомпьютера «Ломоносов» // Открытые системы. –М: Издательский дом «Открытые системы», 2012. – № 7.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТА «НАНОКРЕМНИЙ – НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ ЦЕЛЛЮЛОЗА»

П.Ф. Прокопович, В.Б. Пикулев

Петрозаводский государственный университет; e-mail: proxy88@petsu.ru

Объектом исследования служили композитные материалы, синтезированные на основе нанокристаллической целлюлозы (НКЦ) и нанокристаллов кремния. НКЦ формировалась способом химической деструкции и механического диспергирования. Нанокремний был получен путём диспергирования пористого кремния с последующим седиментационным разделением частиц в изопропанол. В результате синтеза был получен порошкообразный материал, для дальнейших исследований спрессованный в таблетки.

Полученный композит обладал эффективной люминесценцией в видимой области спектра при УФ возбуждении, высокой деградационной стойкостью люминесцентного сигнала, а также эффектом накопления и длительного удержания электрического заряда с возможностью многократной перезарядки. Видимое и УФ облучение образцов не приводило к сбросу заряда.

Эффект зарядки нанокompозита с длительным удержанием остаточного потенциала проинтерпретирован в рамках модели ионной проводимости, а именно присутствием между молекулами целлюлозы кристаллизационной и абсорбированной воды, формирующей в структуре целлюлозы квазинепрерывную трехмерную сетку, по которой могут перемещаться протоны, связанные в виде ионов гидроксония. Кремниевые наночастицы играют в этом процессе роль локализованных в объеме вещества центров накопления заряда. Предполагается, что наночастицы целлюлозы также участвуют в процессе поляризации материала и в процессе формирования упорядоченной сетки водяных мостиков.

Диэлектрические спектры НКЦ и композита имеют подобный вид, но на каждой из частот исследуемого диапазона при фиксированной температуре величина мнимой и действительной части диэлектрической проницаемости композита меньше соответствующих величин для НКЦ. Было высказано предположение, что внедрение кремниевых наночастиц в целлюлозную матрицу приводит к искривлению целлюлозных цепочек и, как следствие, к искажению структуры водяной сетки, по которой происходит перенос заряда, что влечет за собой изменение электропроводности и доли действительной части диэлектрической проницаемости, обусловленной релаксационной поляризацией.

Представленные результаты получены впервые и позволят, в дальнейшем, сделать выводы об энергетике процессов, происходящих в межмолекулярном пространстве целлюлозной матрицы, и о состоянии самих молекул целлюлозы.

РАЗРАБОТКА СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ БЕЗЖИДКОСТНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

А.С. Рыбаков, Е.И. Демихов, В.В. Лысенко

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН; e-mail: alecksandr@bk.ru

В настоящее время для поддержания низкой температуры для сверхпроводящих магнитов и томографических комплексов применяются системы с жидкостным охлаждением (заливается жидкий гелий). Последним достижением области техники магнитных полей является создание сверхпроводящих магнитов с высокими полями, охлаждение которых производится криорефрижераторами без использования жидкого гелия [1]. Ранее нами было создано несколько систем, охлаждающихся при помощи криорефрижераторов Sumitomo SRDK-415D с хладопроизводительностью 1,5 Вт при 4,2К, в том числе 2Т/5Т двухосевая сверхпроводящая магнитная система с объемом переменной температуры на основе криогенного рефрижератора [2]. Цель данной работы состоит в том, чтобы впервые разработать ортопедический МР томограф нового поколения с безгелиевым охлаждением, что позволит создать более компактный и надежный прибор, позволит уменьшить габариты, повысит качество изображения, значительно сэкономит эксплуатационные расходы, упростит работу персонала.

Нами были проведены предварительные расчёты, согласно которым криорефрижератор замкнутого цикла с производительностью 1,5 Вт сможет обеспечить охлаждение сверхпроводящего соленоида до требуемой температуры 4,2 К. Чтобы уменьшить теплоприток к магниту должны быть использованы токовводы из стабилизированной ВТСП-ленты. Сверхпроводящий соленоид, изготовленный из провода на основе NbTi, будет соединен со второй ступенью криорефрижератора посредством медных шин. Первая ступень должна охлаждать радиационный экран. Сверхпроводящий соленоид, расположенный в криостате должен генерировать магнитное поле с индукцией 1,5 Тл.

1. *Qiuliang Wang, Chunzhong Wang, Hui Wang, Housheng Wang, Hongjie Wang, Yi Li, Zhipeng Ni, Likai Huang, Qiyuan Ma, Eric Gao, and Jianghua Wang* в Supercond. Sci. Technol. 11 (2009) 1051-8223.
2. *E.I. Demikhov, T.E. Demikhov, E.A. Kostrov, V.V. Lysenko, N.A. Piskunov*, "2Т/5Т Two-Axis Cryogen Free Superconducting Vector Magnet With Variable Temperature Space", Journal of Physics: Conference Series, принято в печать.

Устные доклады

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ ПРЯМОЙ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ

М.А. Аникеев

Новосибирский государственный университет
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2; e-mail: mikkkaa@mail.ru

При экспериментальном изучении физики высокотемпературной плазмы важной задачей является регистрация продуктов термоядерных реакций синтеза и атомов перезарядки. Крупная экспериментальная установка ГДЛ в ИЯФ СО РАН позволяет моделировать процессы, которые помогут в будущем создать источник термоядерных нейтронов на основе открытой газодинамической ловушки [1, 2].

Целью данной работы являлось изучение полупроводниковых детекторов на возможность регистрации продуктов реакции DD-синтеза, а так же атомов перезарядки на установке ГДЛ. В поставленные задачи входило создание прототипа датчика на основе фотодиода с тонким мёртвым слоем для регистрации продуктов термоядерных реакций DD синтеза в установке ГДЛ, улучшение существующей многоканальной системы диагностики, исследование параметров плазмы посредством наблюдения за пространственным распределением термоядерных реакций, исследование датчика на основе лавинного диода путём регистрации низкоэнергетических гамма-квантов.

В результате проделанной работы получены следующие результаты:

1) Создан датчик на основе фотодиода с тонким мёртвым слоем (совместно с Институтом физики полупроводников СО РАН).

2) Были проведены тестовые эксперименты с источником альфа-частиц для проверки работоспособности и калибровки датчика.

3) Датчиком на основе лавинного диода были зарегистрированы низкоэнергетические гамма-кванты с энергиями 10-300 кэВ.

4) Построен амплитудный спектр сигналов с лавинного детектора при облучении различными тестовыми источниками гамма-квантов с разными энергиями.

Литература

1. *Ivanov A.A., Ryutov D.D.*, Mirror-based neutron sources for fusion technology studies. // Nucl. Science and Engineering – 1990 – Vol. 106 – P. 235.
2. *P. Bagryansky, Ivanov A.A., Kruglyakov E.P., et. al.*, Gas dynamic trap as high power 14 MeV neutron source. Fusion Engineering and Design 70 (2004) 13-33.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ НА ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВОДЫ

А.А. Зимин¹, В.В. Смирнов, А.М. Лихтер, В.Б. Ефимов²,
М.И. Пироговский

¹ Астраханский Государственный университет; e-mail: zimin0894@mail.ru

² Институт физики твердого тела РАН

Вода повсеместно представлена в живой и неживой природе, поэтому изучение ее физико-химических свойств представляет несомненный научно-практический интерес. В справочной литературе приведены обширные экспериментальные данные о физических характеристиках воды [1-3]. Однако сведений о динамических характеристиках воды, подвергающейся различным физическим воздействиям, явно недостаточно. Отчасти это можно объяснить тем, что ее основные физические характеристики являются аномальными - существенно отличающимися от параметров подавляющего большинства других жидкостей. Кроме того, в зависимости от характера и интенсивности воздействующих полей, методики подготовки образцов и проведения измерений, учета переходных процессов можно получить противоречивые результаты.

Вода, являясь динамичным объектом, также может быть легко выведена из состояния термодинамического равновесия при сравнительно слабом внешнем физическом воздействии и затем релаксировать. При этом возникает известный эффект так называемой «памяти» воды, когда измеряемые параметры, отличаясь от своих первоначальных значений до воздействия, возвращаются спустя значительное время в исходное положение [4].

В настоящее время существует острая потребность не только в чистой питьевой воде, но и в воде, имеющей целевые качества и структуру, которую она имеет в живых системах. При одновременном воздействии на воду гидродинамического и электрического поля высокой напряженности все кластеры разрушаются и информационная память воды стирается, т.к. информация фиксируется в иерархической пространственной жидкокристаллической кластерной структуре. Вода за счет большего энергopotенциала имеет свойство либо самоструктурироваться в течение нескольких суток, либо быстро и четко воспринимать ту матрицу, которую в нее вносят.

Одним из первых этапов для выполнения поставленной задачи являлось изучение основных характеристик воды различного типа. Была взята три вида воды: «Вода Жизни», «Вода АГУ», «Аквалайф» и измерен их рН-показатель, жесткость и соленость. Результаты измерений представлены в таблице 1.

Таблица 1

Показатели	Вода Жизни	Вода АГУ	Аквалайф
t, °C	26	26	26
pH	7,8	7,0	7,6
Жесткость, мг-экв/л	1,1	1,1	1,1
Соли, мл/л	5	0	5

Известно, что pH воды сильно зависит от температуры [5]. С тем, чтобы учесть влияние на измеряемые характеристики водородного показателя pH, были соблюдены необходимые условия при проведении эксперимента и температура оставалась постоянной.

Были изучены два образца воды: исходная дистиллированная и полученная деструктурированная. На Фурье-спектрометре в ИФТТ РАН в г. Черноголовка были получены спектры поглощения и спектры пропускания в ИК-диапазоне (рис. 1).

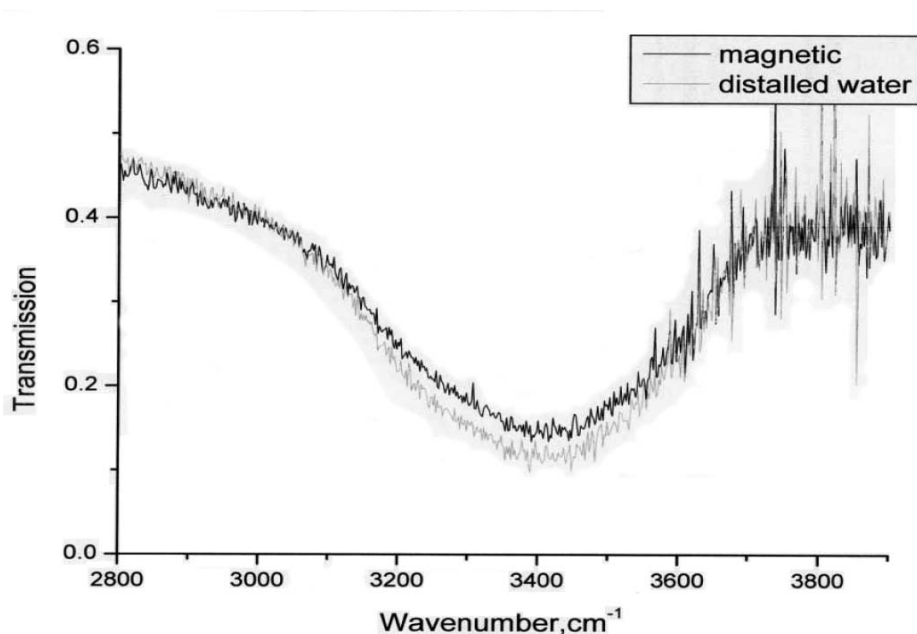


Рисунок 1. Полосы поглощения и пропускания.

Из графика видно, что полосы поглощения обоих типов воды совпадают, но их интенсивности различны.

Таблица 2

Контроль				Опыт		
Критерии	№ аквариума	Дата	Показатель	№ аквариума	Дата	Показатель
Масса (г)	1	01.11.2013г.	22,3	2	01.11.2013г.	24,25
	1	12.11.2013г.	23,49	2	12.11.2013г.	29,28
	1	22.11.2013г.	24,25	2	22.11.2013г.	30,57
Абсолютная длина (см)	1	01.11.2013г.	19,4	2	01.11.2013г.	19,92
	1	12.11.2013г.	19,4	2	12.11.2013г.	20,46
	1	22.11.2013г.	19,9	2	22.11.2013г.	20,44
Промышленная длина (см)	1	01.11.2013г.	16,3	2	01.11.2013г.	16,91
	1	12.11.2013г.	16,24	2	12.11.2013г.	17,24
	1	22.11.2013г.	16,78	2	22.11.2013г.	17,26

Также одним из необходимых этапов для решения поставленной задачи было выявление воздействия воды на биологические параметры рыб. Для этого в два аквариума, один из которых был заполнен обычной водой, а другой – с добавлением «воды АГУ» были помещены мальки рыб осетровых пород (севрюга, осетр). Ежедневно проводились измерения роста, массы всех особей (табл.2). Анализ результатов эксперимента выявил существенное влияние на основные биологические параметры мальков вида воды, в которой они развивались. А именно, более высокий еженедельный прирост массы мальков в аквариуме с «водой АГУ».

Литература

1. Таблицы физических величин. / Под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат.1976.
2. *Золотарев В.М.* Оптические постоянные природных и оптических сред: справочник. / В.М. Золотарев, В.Н. Морозова, Е.В. Смирнова. – Л.: Химия. 1984.
3. *Третьяков Ю.Н.* Структура воды и теплофизические параметры./ Ю.Н. Третьяков –Москва-Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика. 2006.
4. *Маленков Г.Г.* Структура и динамика жидкой воды// Г.Г. Маленков. – Журнал структурной химии. – 2006. – Т. 47. – С. 5-35.
5. *Букатый В.И.* Нагрев крови человека низко интенсивным лазерным излучением // В.И. Букатый, Я.В. Павлова, С.И. Сакович и др. – Биомедицинские технологии и радиоэлектроника. – 2005. – № 1. – С. 81-86.
6. *Дина Ашбах.* «Живая и мертвая вода – новейшее лекарство современности», Санкт-Петербург, Издательский дом «Питер», 2008, 160 с.

О ПОЛЕТЕ ГОРЯЩЕЙ СРЕЛЫ

Ю.С. Киркина

Северный Арктический Федеральный университет им. М.В. Ломоносова, e-mail:
Laenza@mail.ru

В древности острия стрел оборачивали в кусок холста, смоченного в смоле. Перед тем, как пустить эту стрелу из лука, обмотку наконечника поджигали, и такие раскаленные стрелы летели на войска противника.

Целью нашего исследования было определение средней начальной скорости полета стрелы для венгерского лука, при которой она не погаснет в процессе полета.

В процессе горения на обмотке стрелы образуется слой продуктов горения, который влияет на скорость горения. В процессе поджигания слой окиси тонкий, а скорость горения максимальна. По мере выгорания горючего, слой продуктов горения на поверхности стрелы увеличивается, что будет приводить к уменьшению скорости подвода за счет диффузии паров горючего в зону горения, а, следовательно, скорость горения и тепловыделения в ходе реакции будет уменьшаться по мере выгорания обмотки (хлопка).

Срыв горения будет происходить тогда, когда скорость тепловыделения в ходе реакции будет равна интенсивности теплоотвода.

В момент выстрела скорость реакции велика, и, так как слой окиси тонкий, стрела не гаснет. По мере подъема стрелы скорость горения будет уменьшаться, так как диффузионный подвод горючего в зону горения будет ухудшаться. И, когда скорость теплоотвода и скорость подвода теплоты за счет химической реакции сравняются, стрела потухнет.

Исходным в теории горения является нестационарное уравнение теплопроводности в среде с непрерывно распределенным источником тепла [1], преобразованное уравнение будет иметь вид:

$$cm \frac{\partial T}{\partial t} = q_{xp} - q_{конв} - q_{изл} - q_{тепл} \quad (1)$$

Выбираем систему координат, связанную с пламенем:

$$QSw = \alpha S(T - T_0) + \sigma \varepsilon S(T^4 - T_0^4) \quad (2)$$

Скорость химической реакции в гетерогенной среде определяется выражением:

$$w = \frac{\Delta v}{St} = \frac{(m_2 - m_1)c}{MSt} \quad (3)$$

Итоговое уравнение имеет вид:

$$Q \frac{(m_2 - m_1)c}{MSt} = \alpha(T - T_0) + \sigma \varepsilon(T^4 - T_0^4) \quad (4)$$

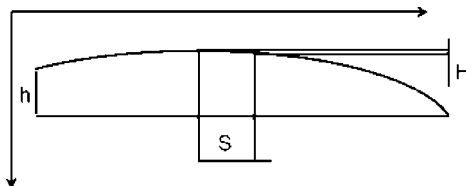
Данное уравнение не имеет общего решения так как большая часть коэффициентов являются эмпирическими и определяются для конкретного объекта.

Вопрос о начальной скорости стрелы решается рассмотрением аэродинамики полета стрелы с учетом влияния силы сопротивления и постановки эксперимента.

Запишем второй закон Ньютона для постоянной массы в проекциях на оси и выразим ускорения:

$$a_x = \frac{F_{cx}}{m} \quad (5)$$

$$a_y = g - \frac{F_{cy}}{m} \quad (6)$$



Рассмотрим движение стрелы по осям:

$$\text{Ось Y: } H = \frac{gt^2}{2} - 0,61 \cdot 10^{-4} cv_y^2 \frac{t^2}{2} \Rightarrow v_y = \frac{\sqrt{1 + 2,45 \cdot 10^{-4} ct^2} - 1}{1,22 \cdot 10^{-4} ct} \quad (7)$$

$$\text{Ось X: } S = v_x t - 0,61 \cdot 10^{-4} cv_x^2 \frac{t^2}{2} \Rightarrow v_x = \frac{1 - \sqrt{1 - 1,22 \cdot 10^{-4} ct^2}}{0,61 \cdot 10^{-4} ct} \quad (8)$$

Итоговая начальная скорость при которой стрела не гаснет в процессе полета:

$$v = \sqrt{\left(\frac{1 - \sqrt{1 - 1,22 \cdot 10^{-4} ct^2}}{0,61 \cdot 10^{-4} ct} \right)^2 + \left(\frac{\sqrt{1 + 2,45 \cdot 10^{-4} ct^2} - 1}{1,22 \cdot 10^{-4} ct} \right)^2} \quad (9)$$

Баллистический коэффициент стрелы рассчитывается с помощью таблиц Excel [2], с использованием экспериментальных данных.

Для венгерского лука экспериментально было получено, что для среднее значение начальной скорости при которой стрела не гаснет в процессе полета находится в пределах 22 - 25 м/с.

Литература

1. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М.: Изд-во АН СССР, 1947 (1-е изд.); М.: Наука, 1967 (2-е изд.); М.: Наука, 1987 (3-е изд.); М.: Интеллект, 2008 (4-е изд.).
2. Борисов Н. «Баллистика стрел в атмосфере» [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.bowmania.ru/forum/index.php?topic=3574.0> .(Дата обращения:12.10.2013).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОНФИГУРАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ПРОЦЕССЫ ГОРЕНИЯ

В.С. Козулин^{1,2}, А.В. Тупикин^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет; e-mail: vovaninsert@rambler.ru

² Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
РОССИЯ 630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

В настоящее время во всем мире значительная часть энергии вырабатывается при сжигании органических топлив. Поэтому актуальны задачи оптимизации процессов горения, совершенствования технологий, позволяющих повысить к.п.д. энергетических агрегатов и снизить количество вредных выбросов.

Воздействие электрических полей (ЭП) является эффективным средством контроля и управления пламенем (т.к. в зоне реакции присутствует ионизованная среда). Однако отсутствуют публикации, в которых было бы рассмотрено влияние вращения ЭП на горение.

В работе представлены результаты экспериментального исследования влияния слабых электрических полей изменяемой пространственной конфигурации на диффузионное горение пропана в ламинарном режиме. Для проведения экспериментов смоделированы схемы включения электрических полей двух различных конфигураций: продольной и поперечной. Рабочая схема продольной конфигурации состоит из горелки диффузионного типа (анод) и 8 электродов (катодов), расположенных по кругу и переключаемых механически последовательно. Для поперечной конфигурации анодом и катодом являются противоположные электроды, при этом сопло горелки выполнено из диэлектрика.

Также в программном пакете COMSOL Multiphysics были рассчитаны конфигурации электрических полей между электродами в отсутствие пламени. Регистрация собственного излучения пламени различных длин волн проводилась с помощью спектрозональной съемки. Для этого применялась камера Image Intense CCD (LaVision) совместно с усилителем изображения Intensified Relay Optics (IRO, LaVision). Дальнейшая обработка полученных данных выполнялась при помощи специализированного программного обеспечения DaVis (LaVision), что позволило построить распределения интенсивностей собственного излучения по высоте факела и провести сравнение этих зависимостей при выключенном и включенном полях. Показано, что под влиянием электрических полей происходит уменьшение длины факела, наблюдается смещение максимума интенсивности излучения вниз по высоте пламени, при этом полный интеграл интенсивности сохраняется.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ грант №14-01-00255-а.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИЭТИЛЕНА И ТИТАНАТА БАРИЯ

А.А. Кононов, Р.А. Кастро

РГПУ им. А.И. Герцена

В последние годы, повышенное внимание уделяется разработке новых композиционных полимерных материалов (КПМ), которые находят широкое применение в различных областях техники. В частности, полимерные системы, наполненные порошком сегнетоэлектрической керамики, используются в качестве дополнительных слоев, регулирующих распределение поля в высоковольтных изоляционных конструкциях [1]. КПМ на основе полиэтилена и титаната бария обладают высокими и стабильными электретными свойствами, что делает их перспективными для создания элементов водных фильтров.

Введение мелкодисперсного наполнителя неорганического происхождения существенно модифицирует структуру и свойства КПМ за счет межфазных взаимодействий и образования граничного нанослоя вблизи частиц наполнителя [1]. Это определяет особенности временного распределения локального поля в отдельных областях полимерной системы и частотной зависимости комплексной диэлектрической проницаемости КПМ. В связи с этим актуальным является вопрос получения информации о частотном спектре существующих параметров самой полимерной матрицы и основных закономерностях изменения параметров диэлектрической релаксации при введении частиц наполнителя неорганического происхождения в полимерную матрицу.

Целью данной работы являлось установление закономерностей изменения свойств КПМ на основе полиэтилена при введении активного наполнителя - сегнетоэлектрика методом диэлектрической спектроскопии. Диэлектрические спектры дают полную информацию не только о поведении комплексной диэлектрической проницаемости, но и о структуре КПМ, что незаменимо при целенаправленном регулировании состава компонентов и свойств композиционных диэлектриков [2, 3].

В качестве объекта исследования был выбран полиэтилен высокого давления (ПЭВД), а в качестве наполнителя использовался порошкообразный титанат бария. Полимерные композиции получали смешением на лабораторных микровальцах с регулируемым электрообогревом. Образцы изготавливали в виде пластин толщиной 0,1–1,2 мм прессованием на гидравлическом прессе в соответствии с ГОСТ 12019-66. Отпрессованные пленки подвергались предварительному прогреву в термошкафу.

Охлаждение образцов проводилось в поле отрицательного коронного разряда. Измерения проводились на спектрометре «Concept 81» компании NOVOCONTROL Technologies GmbH & Co. Образцы представляли собой тонкие слои толщиной 0,3–0,5 мм и диаметром 20,0 мм. Измерения диэлектрических параметров (диэлектрической проницаемости ϵ' и тангенса угла диэлектрических потерь $\tan \delta$) образцов полимерного композита, были выполнены в интервале температур от 273 до 403 К. Точность измерения температуры составляла 0,5°С. Измерительное напряжение, подаваемое на образец, составляло 1,0 В.

Поскольку исследуемые КПМ представляют собой двухфазную матричную систему, то в таких материалах должны наблюдаться практически все виды поляризации: электронная, дипольно-релаксационная, миграционная (обусловленная смещением свободных носителей заряда), ионная упругая и релаксационная, а так же доменная. Обнаруженное увеличение ϵ' с ростом содержания наполнителя BaTiO_3 , для КПМ с $> 4\%$ сегнетоэлектрика (см. табл. № 1) происходит из-за того, что при введении активного наполнителя, в системе появляются однородно поляризационные области – домены, дипольные моменты которых в отсутствие электрического поля имеют неупорядоченный характер. При наложении поля происходит преимущественная ориентация доменов, что приводит к росту поляризованности КПМ.

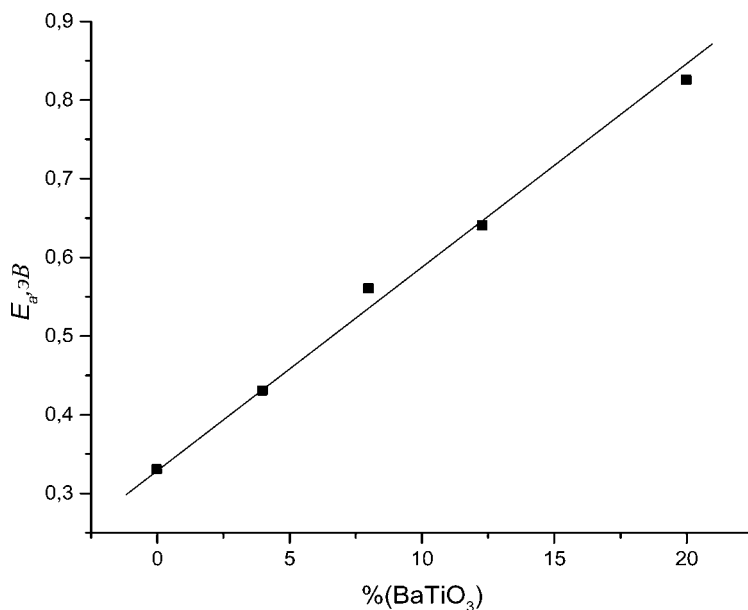


Рисунок 1. Зависимость энергии активации релаксационного процесса (E_a) от содержания наполнителя BaTiO_3 в КПМ.

Рост тангенса угла диэлектрических потерь при введении BaTiO_3 может быть связан с усилением взаимодействия между полярными группами полимерной матрицы и поляризованными частицами сегнетоэлектрической керамики. Это взаимодействие может привести и к росту энергии активации релаксационных процессов (рис. 1).

Таблица 1

Характеристики полимерной матрицы с различной концентрацией наполнителя

Содержание BaTiO_3 в об. %	0	4	8	12	20
ϵ'	2,14	1,74	2,37	2,76	4,36
$\text{tg}\delta$	1,49e-04	6,08e-04	7,83e-03	1,08e-02	1,44e-02
E_a , эВ	0,33	0,43	0,56	0,64	0,83

Литература

1. Гефле О.С., Лебедев С.М., Ткаченко С.Н. Поведение полимерных композиционных материалов с наполнителем из сегнетоэлектрической керамики в электрическом поле // Известия Томского политехнического университета. 2008, Т. 308, № 4, С. 64-68.
2. Никонорова Н.А., Капранова В.М., Кастро Р.А., Журавлев Д.А. Диэлектрическая релаксация привитых полиимидов с длинными политретбутилметакрилатными боковыми цепями // НТВ СПбГУ. Физико-математические науки. № 3(177), 2013, С. 182-188.
3. Bobritskaya E.I., Castro R.A., Gorokhovatsky Yu.A., Temnov D.E. Dielectric relaxation of chitosan films // Advanced Materials Research. Vol. 685, 2013, P. 336-339.

КОНВЕРСИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГЛОБУЛЯРНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ ПРИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ

А.О. Литвинова, Л.С. Лепнев

ФИАН РАН; e-mail: litvinovaanechka@yandex.ru

Глобулярные фотонные кристаллы (ГФК) – это современные искусственные опаловые матрицы, состоящие из кварцевых сфер (глобул), имеющие для заполнения окта- и тетраэдрические поры, которые можно заполнять разными примесями. При создании твердотельных активных сред с оптической накачкой необходимо вводить в поры ГФК редкоземельные ионы в виде легирующих примесей. Целью представленного исследования

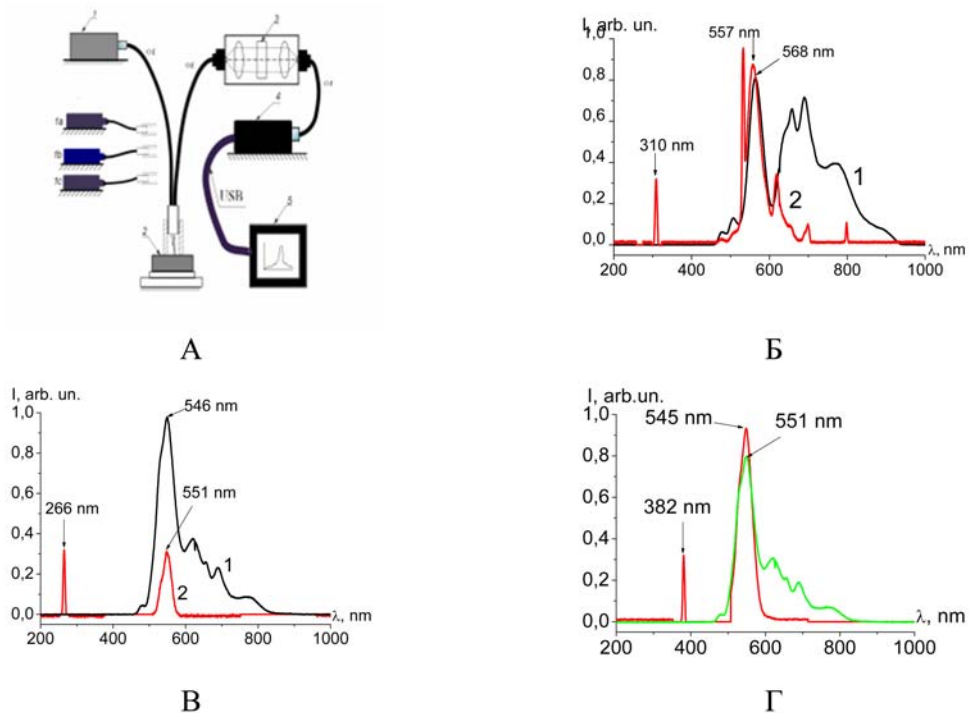


Рисунок 1. А. Схема экспериментальной установки: 1–источник излучения (галогенная лампа), 1а–с–диоды nm,o.f.-оптоволоконный световод, 2–кювета с образцом,3–фильтры,4–миниспектрометр FSD-8,5–компьютер; Б. Спектр отражения от поверхности ГФК с источниками излучения галогеновой лампой (1) и диодом 310 нм (2); В. Спектр отражения от поверхности ГФК с источниками излучения галогеновой лампой (1) и лазер 266 нм (2); Г. Спектр отражения от поверхности ГФК с источниками излучения галогеновой лампой (1) и диодом 382 нм (2).

является наблюдение и изучение конверсии лазерного излучения в области запрещенных зон (стоп – зон) ГФК [1-3]. Установка (рис. 1А) состоит из последовательно соединенных элементов: галогеновая лампа (1) или диоды (1а-с), которые при помощи оптоволокон (o.f.) можно подсоединять к кювете с ГФК (2). Через систему фильтрации (3) полученный сигнал поступал в миниспектрометр (4), подключенный к компьютеру (5), где происходила дальнейшая обработка спектральных данных.

На рис. 1Б-Г приведены спектры отражения от поверхности роста (111) ГФК. Как видно, происходит конверсия лазерного излучения в области стоп – зон ГФК: происходит спектральный сдвиг на границе стоп – зоны ГФК на 10 – 20 нм.

Таким образом, появляется возможность реализации генерации в видимом и ультрафиолетовом диапазоне, связанной с использованием процессов конверсии и сложения частот генерации в области стоп – зон рассмотрении ГФК.

Литература

1. *E. Yablonovitch*. Phys. Rev. Lett., 58, 2059 (1987).
2. *V.S. Gorelik*. Journal of Russian Laser Research. 27, 437 (2006).
3. *В.С. Горелик*. Физика лазеров 18, 1479 (2008).

1. А.В. Багдинов

Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН; e-mail: bagdinov@lebedev.ru

2. Д.И. Завершинский^{1,2}, Н.Е. Молевич^{1,2}

¹ Самарский государственный аэрокосмический университет им. С.П. Королева (национальный исследовательский университет); e-mail: dimanzav@mail.ru

² Самарский филиал Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н. Лебедева РАН

3. Е.О. Киктенко

МГТУ им. Н.Э. Баумана; e-mail: evgeniy.kiktenko@gmail.com

4. В.И. Молотков

Российский университет дружбы народов; e-mail: molotvi@gmail.com

5. С.А. Снигирев

Физический Институт им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук;
e-mail: snigirev.stepan@gmail.com

6. В.М. Жданов, А.А. Степаненко

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

7. В.И. Черничкин¹, С. Г. Егорова¹, А.В. Никорич², Д.Р. Хохлов¹

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Ленинские горы, дом 1, строение 2;
e-mail: vlchern@yandex.ru

² Институт прикладной физики АН Молдовы, Кишинев, Молдова

8. Д.А. Анчиков, А.А. Кренц, Н.Е. Молевич, А.В. Пахомов

Самарский филиал Физического института им. П.Н. Лебедева РАН
Самарский государственный аэрокосмический университет (национальный исследовательский университет) (443086 Россия, г. Самара, Московское шоссе, 34); e-mail: swadimaz@mail.ru

9. С.С. Белых, Д.В. Гладких

Северо-Кавказский Федеральный Университет, e-mail: serg151292@mail.ru

10. С.В. Виноградов

Ульяновский государственный университет; e-mail: sergeigen131@rambler.ru

11. В.А. Власенко, К.С. Перваков, Ю.Ф. Ельцев

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва; e-mail: vlasenkovlad@gmail.com

12. П.А. Ивлиев, О.С. Еркович

МГТУ им. Н.Э. Баумана; e-mail: ivliev-pavel@mail.ru

13. М.Г. Петрова¹, Е.И. Демихов¹, В.В. Прохоров², Н.Н. Ковалева¹

¹ Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН; e-mail: mariya.petrova@phystech.edu

² Институт физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина Российской академии наук

14. О.А. Ситько, И.И. Астапов, Н.С. Барбашина, Е.И. Яковлева

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»;
e-mail: volhaolya@gmail.com

15. С.С. Сугак

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика
С.П. Королёва (национальный исследовательский университет);
e-mail: sugakss@gmail.com

16. И.А. Хачатурян, А.В. Доманов

Институт математики и естественных наук СКФУ (специальность «Физика»);
ФГАОУ ВПО «Северо-Кавказский федеральный университет»; Институт
математики и естественных наук; 355009, г. Ставрополь, ул. Пушкина, 1;
e-mail: ilya5194@mail.ru

17. А.Ф. Алыкова, О.М. Алыкова, А.М. Лихтер

Астраханский государственный университет,
Россия, Астрахань, ул. Татищева, 20а; e-mail: waiste15@bk.ru

18. А.Р. Быков¹, Ю.И. Прокофьев¹, Т.Н. Пояркова², Е.И. Голядкина²,

О.Г. Андросова¹

¹ Елецкий государственный университет им. И.А. Бунина; e-mail: ikt-inform@mail.ru

² Воронежский государственный университет

19. А.А. Васин¹, А.М. Лихтер¹, Н.В. Классен²

¹ Астраханский Государственный Университет

² Институт Физики Твёрдого Тела Российской Академии Наук

20. А.И. Григорчук

Петрозаводский государственный университет; e-mail: alexgrig2@mail.ru

21. Е.А. Иванова, Г.Ф. Сафина

ФГБОУ ВПО «Башкирский государственный университет», Нефтекамский
филиал, Республика Башкортостан, г. Нефтекамск; e-mail: safinagf@mail.ru

22. И.А. Клепиков, И.В. Разумовская, А.Л. Голанов, В.И. Лесин

Московский педагогический государственный университет (МПГУ);
e-mail: ilyaklop@gmail.com

23. Г.И. Лазоренко

ФГБОУ ВПО «Ростовский государственный университет путей сообщения»
(ФГБОУ ВПО РГУПС); e-mail: glazorenko@yandex.ru

24. П.Ф. Прокопович, В.Б. Пикулев

Петрозаводский государственный университет; e-mail: proxy88@petsru.ru

25. А.С. Рыбаков, Е.И. Демихов, В.В. Лысенко

Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН; e-mail: alecksandr@bk.ru

26. М.И. Коробов

Ставрополь

27. М.А. Аникеев

Новосибирский государственный университет
630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, д. 2; e-mail: mikkkaa@mail.ru

28. А.А. Зимин¹, В.В. Смирнов, А.М. Лихтер, В.Б. Ефимов²,**М.И. Пироговский**

¹ Астраханский Государственный университет; e-mail: zimin0894@mail.ru

² Институт физики твердого тела РАН

29. Ю.С. Киркина

Северный Арктический Федеральный университет им. М.В. Ломоносова,
e-mail: Laenza@mail.ru

30. В.С. Козулин^{1,2}, А.В. Тупикин^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет; e-mail: vovaninsert@rambler.ru

² Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
РОССИЯ 630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 4/1

31. А.А. Кононов, Р.А. Кастро

РГПУ им. А.И. Герцена

32. А.О. Литвинова, Л.С. Лепнев

ФИАН РАН; e-mail: litvinovaanechka@yandex.ru