

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМ. М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

Научная конференция
ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ
Секция физики

16–25 апреля 2007 г.

Сборник тезисов докладов

Москва
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
2007

ЛОМОНОСОВСКИЕ ЧТЕНИЯ – 2007. СЕКЦИЯ ФИЗИКИ. Сборник тезисов докладов. М., Физический факультет МГУ, 2007, 214 с.

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

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

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

Руководство факультета будет признательно за любые пожелания по улучшению организации проведения конференции «Ломоносовские чтения».

Сборник составлен научным отделом физического факультета МГУ.

Профессор *В.И. Трухин*, профессор *П.К. Каишкар*ов

Оригинал-макет: издательский отдел физического факультета МГУ

Подписано к печати 26.03.2007 г.
Объем 13,5 п.л. Тираж 100 экз. Заказ

Отпечатано в отделе оперативной печати
физического факультета МГУ

Подсекция:

ОПТИКА И ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

Сопредседатели

профессор В.А.Макаров, профессор В.В.Михайлин,
профессор А.М.Желтиков

ФРАКТАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ И «ЗОЛОТЫЕ» ПРОПОРЦИИ В ОПТИКЕ

Аспирантка *Грушина Н.В.*, профессор *Короленко П.В.*,
науч.сотр. *Маганова М.С.*

В настоящее время фрактальные представления используются в самых разных областях науки [1]. Не является исключением и оптика. Фрактальные методы используются при анализе изображений, при изучении процессов развития детерминированного хаоса в оптических системах, при моделировании процессов в случайно-неоднородных средах. Иногда пространственно-временная структура изучаемых фрактальных объектов сочетается с Золотыми пропорциями отдельных элементов, реализующихся на основе принципа Золотого сечения (ЗС). Однако сведения об особенностях структуры таких объектов носят в литературе весьма разрозненный характер и не дают представления о лежащих в их основе закономерностях. В данной работе осуществлен анализ литературных данных и проведено исследование дифракции света на оптических решетках Фибоначчи, структура которых определяется свойствами ЗС и последовательности чисел Фибоначчи.

Золотым сечением называется такое деление отрезка на две части, когда большая часть относится к меньшей, как весь отрезок к большей. Это отношение, называемое коэффициентом ЗС, представляет собой иррациональное число $\Phi \approx 1,618$. У связанной с ЗС числовой последовательности Фибоначчи (1; 1; 2; 3; 5; 8; 13; 21; 34; 55...) каждое число, начиная с третьего, равно сумме двух предыдущих, а отношение каждого ее члена к предыдущему по мере увеличения его номера стремится к величине Φ .

Решетки Фибоначчи могут быть построены с использованием закономерности, которой подчиняется положение атомов в одномерных квазикристаллах [2, 3]:

$$x = (n + \alpha + h \text{ceil}(hn + \beta))l. \quad (1)$$

Здесь x – координата n -го атома, α , β , l , h – параметры. Если выбрать h , равным $h = 1/\Phi \approx 0,618$, то последовательность атомов (1) будет иметь квазипериодический характер. Размеры отдельных элементов дифракционных решеток (например, ширина щелей в амплитудной решетке или высота штрихов в фазовой решетке) определяются, исходя из соотношения $d_n = x_{n+1} - x_n$. Чередование размеров d_n показано на рис. 1.

Применяя символы L и S для обозначения элементов с наибольшими и наименьшими размерами, легко показать, что построение отдельных блоков решетки S подчиняется принципу построения решетки Фибоначчи (см. схему на рис. 2). Примечательно, что по мере увеличения числа штри-

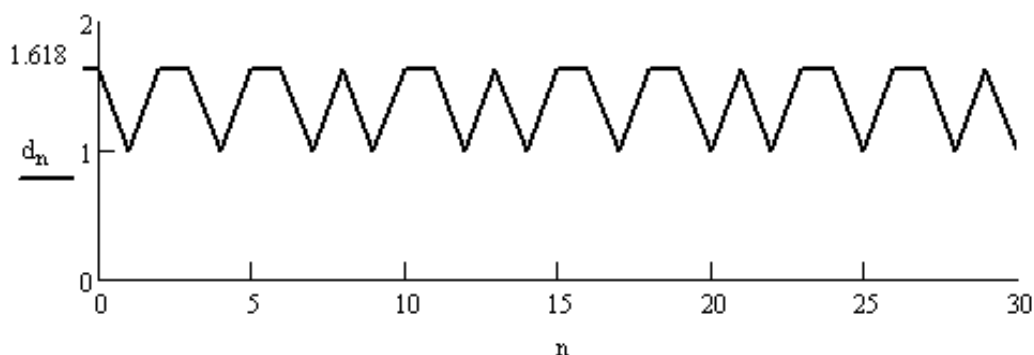


Рис. 1.

хов в решетке отношение количеств элементов L и S стремится к величине Φ .

Для того чтобы определить существует ли некоторая общая закономерность, определяющая распределение амплитуд световых волн в дальней зоне поля дифракции на решетках Фибоначчи, были сопоставлены амплитуды волн, прошедших амплитудные (A_a) и фазовые (A_f) решетки с преобразованием Фурье (A_F) одномерной квазипериодической структуры (1). Графически представленные на рис. 3 распределения рассчитывались по формулам:

$$A_F(k) = \sum_{n=0}^N \exp\left(-2\pi i \left(k - \frac{K+1}{2}\right) s x_n\right), \quad (2)$$

$$A_a(k) = \sum_{n=0}^N s d_n \operatorname{sinc}\left[s d_n \left(k - \frac{K+1}{2}\right)\right] \exp\left(-2\pi i \left(k - \frac{K+1}{2}\right) s D_n\right), \quad (3)$$

$$A_f(k) = \sum_{n=0}^N s d_0 \operatorname{sinc}\left[s d_0 \left(k - \frac{K+1}{2}\right)\right] \exp\left(-2\pi i \left(k - \frac{K+1}{2}\right) s D_n + \pi d_n i\right) \quad (4)$$

Здесь k – пространственная частота ($0 < k < K$), s – масштабирующий множитель, N – число элементов рассматриваемой структуры, D_n – величина, характеризующая положение их центров, $i = \sqrt{-1}$. Распределения b и c на рис. 3 соответствуют амплитудной решетке, у которой размеры щелей много меньше размеров непрозрачных зон, и фазовой решетке с одинаковыми по ширине ступеньками, высота которых меняется в соответствии с принципом Фибоначчи.

Из сравнения рисунков видно, что, несмотря на некоторые расхождения в интенсивности дифракционных максимумов, их положение одинаково во всех трех случаях. Наиболее важным свойством картин дифракции

является реализация принципа ЗС при формировании собственных решеткам Фибоначчи дополнительных максимумов. Так, дополнительные максимумы D и E делят в соответствии с ЗС расстояние между главными максимумами A и B . F и G делят в соответствии с Золотым сечением расстояние между максимумами D и E . Хорошо видно, что картины полей дифракции, представленные на рис. 3, имеют четко выраженный фрактальный характер. Выполненные расчеты полей дифракции на решетках с другой конфигурацией отдельных элементов показали, что и для них сохраняется указанная выше закономерность расположения дифракционных пиков при условии выполнения принципа Фибоначчи для чередования элементов решеток.

В ходе исследований было уделено внимание оценке степени устойчивости картин дифракции света на решетках Фибоначчи к различным случайным возмущениям их структуры. Использовались два варианта рандомизации характеристик решеток. При первом – производилось случайное «перемешивание» положения определенной части образующих элементов решетки (например, щелей амплитудной решетки); при другом – осуществлялось смещение в определенном диапазоне по случайному закону каждого из элементов решетки. Произведенные расчеты показали, что структура поля дифракции обладает высокой степенью устойчивости к возмущениям. Даже в тех случаях, когда высота дифракционных пиков оказывалась сопоставимой с уровнем шумов, их положение практически не изменялось.

Высокая степень устойчивости дифракционных характеристик решеток Фибоначчи указывают на возможность их использования для расширения элементной ба-

$$\begin{aligned}
 S_1 &= |L| \\
 S_2 &= |LS| \\
 S_3 &= |LS| \langle L| \\
 S_4 &= |LSL| \langle LS| \\
 &\dots \\
 S_r &= |S_{r-1}| \langle S_{r-2}|
 \end{aligned}$$

Рис. 2

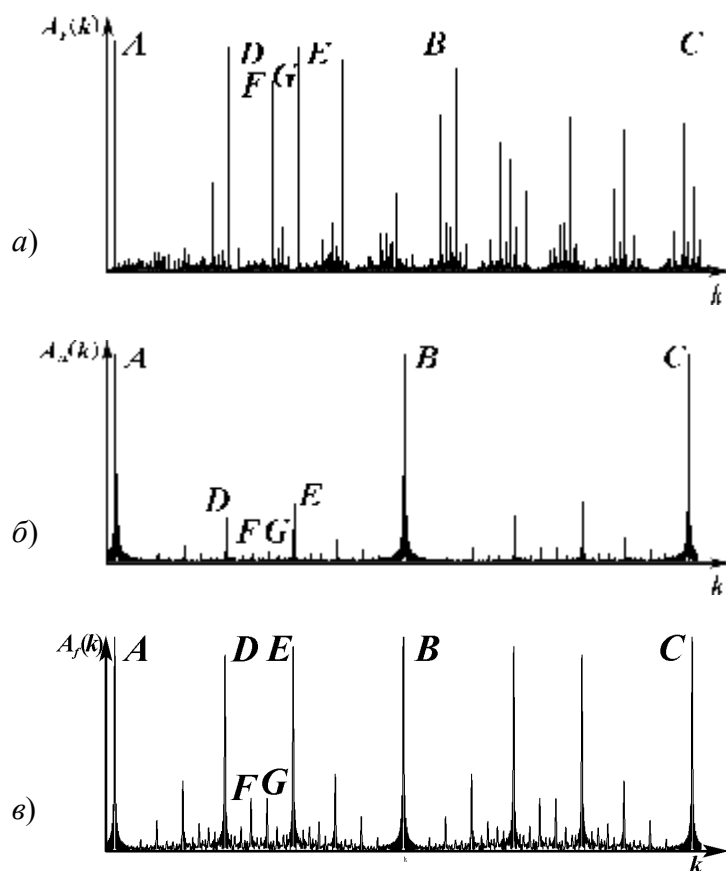


Рис. 3.

зы оптических устройств. В частности, они могут найти применение в волноводных лазерах, в которых распределенная обратная связь достигается при помощи дифракционных решеток, совмещенных со стенками волновода.

Литература

1. Потапов А.А. Фракталы в радиофизике и радиолокации. – М.: “Логос”, 2002, 664 с.
2. Yuvaraj Sah, Ranganath G.S. Optical diffraction in some Fibonacci structures. // Optics Communications, 1995, vol. 114, p. 18-24.
3. Socolar J.E.S., Steinhardt P.J. Quasicrystals I. Definition and structure. // Phys.Rev., 1986, vol. 34, p. 596-616.

МЕТОД «ВОЗБУЖДЕНИЕ–ЗОНДИРОВАНИЕ» В СПЕКТРОСКОПИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД: ОТ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ПОЛЯРИ- МЕТРИИ ДО МИЛЛИСЕКУНДНОГО ТЕРМОЛИНЗИРОВАНИЯ

Доцент *Паращук Д.Ю.*

Метод пробного пучка или «возбуждение–зондирование», разработанный в свое время в оптической модуляционной спектроскопии, обладает большим потенциалом с точки зрения чувствительности, информативности и простоты исполнения. Благодаря этому, в настоящее время он широко применяется за пределами оптической спектроскопии, в таких областях как акустика и тепловые измерения. В докладе представлены результаты разработки различных вариантов метода «возбуждение–зондирование», полученные на Физическом факультете МГУ и в Международном лазерном центре МГУ [1], для спектроскопии неорганических полупроводников, пленок сопряженных полимеров и других материалов.

Общая схема метода «возбуждение–зондирование» для модуляционных измерений пропускания/отражения, поляриметрии и дефлектометрии, а также других типов измерений приведена на Рис. 1. В одном из наиболее простых вариантов нелинейной спектроскопии с помощью пучка зондирования измеряют сигнал, связанный с изменениями пропускания/отражения образца, вызванными пучком или пучками возбуждения. Вместе с тем, при взаимодействии с веществом могут изменяться такие параметры лазерного пучка как состояние поляризации и/или направление распространения, измерение которых дает возможность существенно расширить получаемую спектроскопическую информацию. В частности, для описания поляризованного пучка в общем случае требуется четыре независимых параметра, например параметров Стокса. С другой стороны, регистрация малых

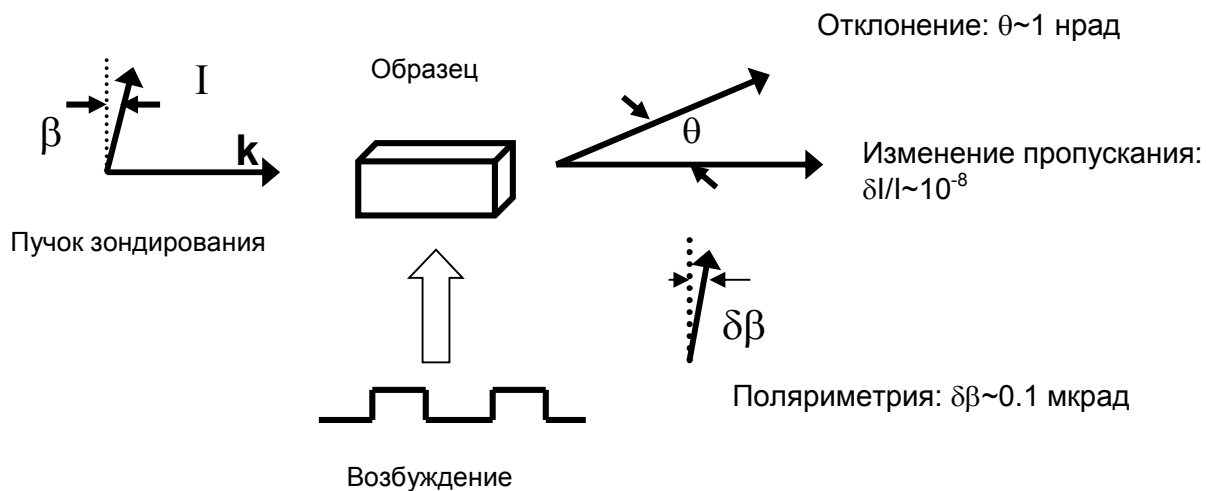


Рис. 1. Общая схема метода «возбуждение–зондирование»

изменений направления распространения лазерного пучка позволяет реализовать фотодифракционный метод измерений, который оказался весьма эффективным для диагностики тепловых и акустических волн в конденсированных средах (Рис. 2). В докладе особое внимание уделено разработке поляризационных и фотодифракционных методов лазерных измерений, сочетающих предельную чувствительность с временным разрешением в пикосекундном и фемтосекундном диапазонах, в которых происходят фундаментальные процессы преобразования оптической энергии в возбуждения различных подсистем конденсированной среды.

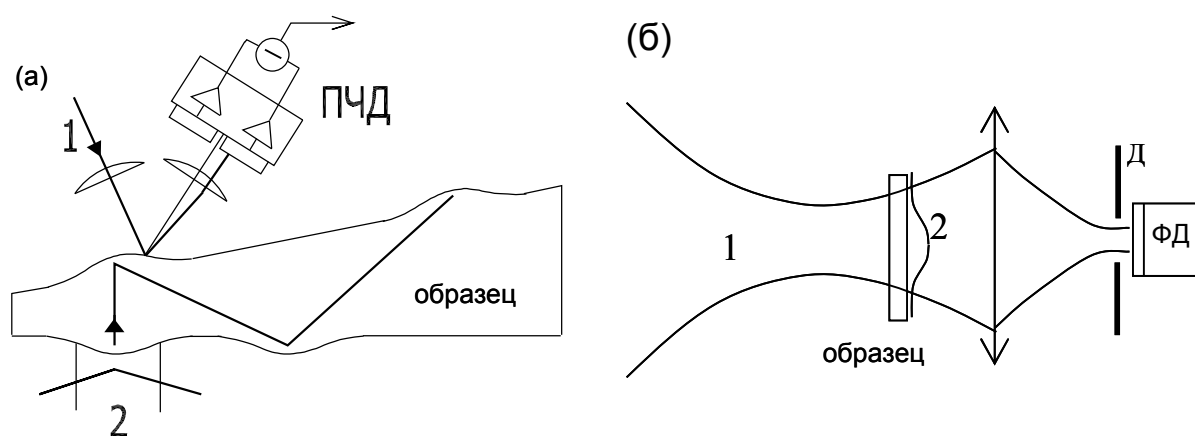


Рис. 2. Оптические схемы фотодифракционного (а) и термолинзового (б) методов: 1 – пучок зондирования, 2 – пучок возбуждения, ПЧД – позиционно-чувствительный детектор, ФД – фотодиод, Д – диафрагма. На рис. (б) пучки возбуждения и зондирования соосны

Фотодефлекционный метод с временным разрешением позволяет реализовать оптическую регистрацию малых смещений поверхности твердого тела (Рис. 2а), вызванных акустическими волнами, возбуждаемыми сверхкороткими лазерными импульсами. Подчеркнем, что взаимодействие сверхкоротких акустических импульсов с конденсированными средами дает возможность исследовать процессы с высоким пространственным разрешением в предельно широкой полосе частот вплоть до терагерцового диапазона как в фоновой подсистеме среды, так и разнообразные явления, где существенна роль взаимодействия фоновой и электронной подсистем. При этом, чем меньше длительность упругого импульса, тем выше пространственное разрешение, что позволяет использовать сверхкороткие акустические импульсы для исследования наноструктурированных объектов.

Разработанные методы и созданная аппаратура модуляционных оптических измерений, основанные на технике «возбуждение–зондирование», позволяют [1]:

- измерять малые фотоиндуцированные изменения состояния поляризации пробного пучка (поворот азимута поляризации, изменение эллиптичности и деполяризации) с чувствительностью к углу поворота азимута поляризации 0.01–1 мкрад и с временным разрешением в фемто-, пико- и миллисекундном диапазонах.
- с помощью фотодефлекционного метода регистрировать малые смещения отражающей поверхности твердого тела на уровне единиц пикометров с разрешением во времени ~ 100 пс;
- реализовать предельную чувствительность к малым изменениям мощности, состояния поляризации и диаграммы направленности лазерного излучения на уровне, задаваемом квантовыми шумами фотодетектирования, с пикосекундным временным разрешением;
- измерять относительные изменения спектра пропускания образцов в видимом и ближнем ИК диапазонах на уровне до 10^{-5} и спектральным разрешением ~ 1 нм, вызванные фотовозбуждением образца или приложенным к нему постоянным электрическим полем;
- с помощью фототепловых методов (фотодефлекционного и термолинзирования) измерять малые коэффициенты прозрачных сред (стекла, лазерные кристаллы и др.), величины которых недоступны иным известным методам.

Развитые в [1] высокочувствительные методы нелинейной спектроскопии позволяют проводить денситометрические, поляриметрические и фотодефлекционные измерения в видимом и ближнем ИК диапазонах, основанные на технике «возбуждение–зондирование», с чувствительностью до уровня стандартного квантового предела, определяемого дробовыми

шумами фототока, как в непрерывном варианте, так и в варианте с высоким временным разрешением. Таким образом, разработанные методы и аппаратура представляют собой ценный инструмент для систематического исследования возбужденных состояний конденсированных сред, а также могут быть использованы для высокочувствительной оптической диагностики и контроля в разнообразных приложениях.

Литература

1. Парашук Д.Ю., Докторская диссертация. Физический факультет МГУ, Москва, 2005.

КЛАСТЕРНЫЙ РАСЧЕТ СТРУКТУРЫ ЦЕНТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА В Y_2O_3 -Yb МЕТОДОМ ХАРТРИ-ФОКА

Аспирант Красиков Д.Н.

Во многих кристаллах, активированных иттербием, наблюдается быстрая люминесценция с переносом заряда (ЛПЗ). ЛПЗ это разрешенный переход с состояния с переносом заряда (состояние, образующееся при переносе дырки с иона Yb^{3+} на лиганды) на уровни $^2F_{5/2}$ и $^2F_{7/2}$. Кристаллы, обладающие ЛПЗ, являются перспективными для использования в качестве сцинтилляторов в физике высоких энергий и медицине. Однако до сих пор остаются не изученными механизмы тушения ЛПЗ, существенно влияющие на ее световыход при повышении температуры. А также, отсутствует согласованная теоретическая модель состояния с переносом заряда. Несмотря на то, что расчеты электронной структуры дефектов в кристаллах становятся все более популярными, исследования состояния с переносом заряда с использованием квантовохимических методов до сих пор не проводились.

Проведенные ранее спектроскопические исследования показали, что Y_2O_3 -Yb $^{3+}$ демонстрирует ЛПЗ с высоким световыходом при температуре 10 К (рис.1) [1]. Однако ЛПЗ подвержена тушению с ростом температуры и при комнатной температуре оказывается полностью потушенной. Полоса возбуждения ЛПЗ находится перед началом фундамен-

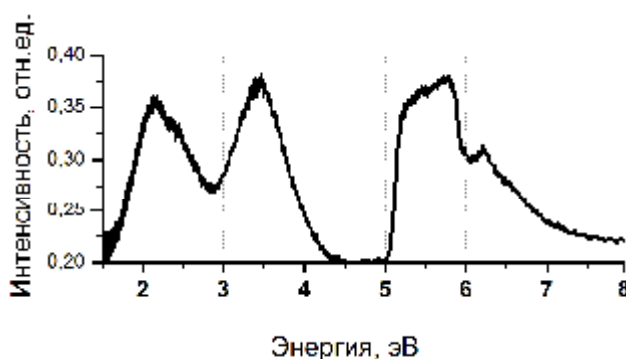


Рис.1. Спектр возбуждения (справа) и люминесценции с переносом заряда Y_2O_3 -Yb

ного поглощения в области 5-6 эВ.

В данной работе представлены первые результаты кластерных расчетов *ab-initio* электронной структуры центров с переносом заряда, образованных Yb^{3+} в оксиде Y_2O_3 методом Хартри-Фока. Расчеты проводились с использованием программного пакета GAMESS-US [2]. Центр, образованный атомом Yb и шестью окружающими его атомами кислорода, рассматривался как молекулярный кластер с набором необходимых базисных функций на каждом атоме. Следующая координационная сфера, состоящая из 12 атомов Y, рассматривалась в виде псевдопотенциалов и представляла собой переходную область между квантовомеханическим кластером и окружающими точечными зарядами. Для моделирования электростатического поля кристалла кластер был окружен примерно 5000 точечных зарядов, величина заряда и расположение которых соответствовали заряду и расположению атомов Y^{3+} и O^{2-} в кристалле.

Для расчета структуры основного состояния молекулярного кластера на атом Yb^{3+} был помещен псевдопотенциал ECP-59 [3], который заменяет все нижние электронные орбитали, включая 13 электронов на 4f-оболочках, а также базисные функции для s,p,d – оболочек. В возбужденном состоянии 4f-оболочки Yb должны быть полностью заполнены, поэтому для Yb был выбран псевдопотенциал ECP-60 [3] с соответствующими базисными функциями. Таким образом, возбужденное состояние с переносом заряда моделировалось основным состоянием конфигурации, в которой все 4f-оболочки Yb заполнены, а дырка находится на атомах кислорода. На атомы кислорода помещались базисные функции “Chipman DZP+d” [4], специально подобранные для описания спин-поляризованных состояний. Для основного и возбужденного состояний была проведена оптимизация геометрии и найдены равновесные геометрии.

Анализ спиновой плотности на атомах показал, что в возбужденном состоянии дырка полностью локализуется на одном из шести кислородных лигандов. При этом расстояние между кислородом с дыркой и ионом Yb^{2+} становится наибольшим среди всех расстояний. Среднее расстояние между атомом Yb и лигандами в возбужденном состоянии увеличивается на 0,11 эВ. Ни один из шести атомов кислорода не является предпочтительным для локализации дырки. В зависимости от начальной геометрии дырка может локализоваться на разных атомах кислорода, при этом энергия получившихся состояний отличается незначительно. Однако следует отметить, что метод Хартри-Фока имеет склонность к “перелокализации” электронных состояний вследствие отсутствия учета электронной корреляции [5]. Это могло повлиять на характер локализации дырки на лигандах. В дальнейшем планируется провести расчеты с применением метода функционала плотности, которые могут дать более корректный результат.

Использование разных псевдопотенциалов для Yb при расчетах основного и возбужденного состояния не позволило оценить энергии переходов. Однако были оценены величины изменения энергии при релаксации возбужденного и основного состояния. Для центров двух типов с разной симметрией окружения (C_2 и C_{3i}) были получены значения стоксового сдвига примерно 2 эВ. Они хорошо согласуются с величинами стоксового сдвига, полученными из анализа экспериментальных данных (1.9-2 эВ). На основе полученных из расчетов данных о релаксации состояний была построена модель конфигурационных кривых (рис.2), в которой использован только один эмпирический параметр – энергия люминесцентного перехода $СПЗ \rightarrow {}^2F_{7/2}$.

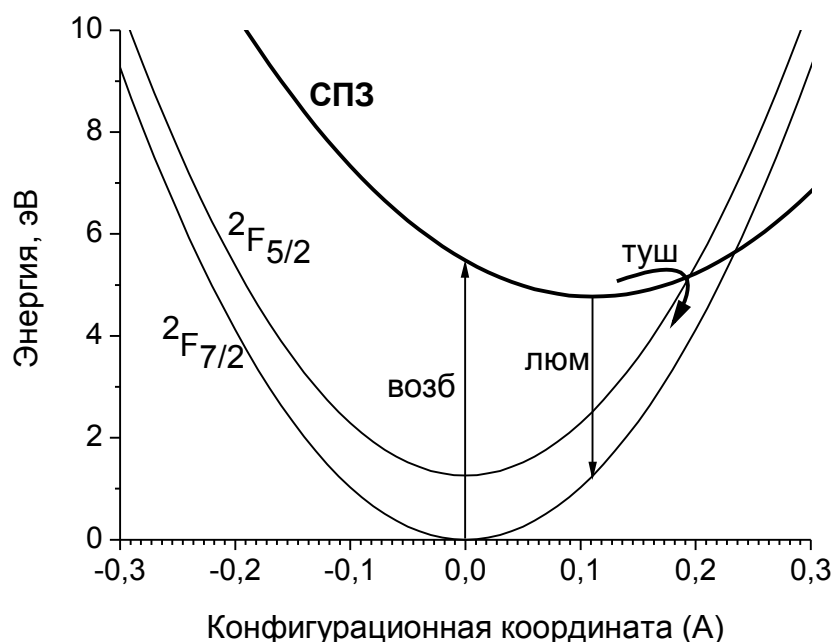


Рис.2. Модель конфигурационных координат центра C_2 (СПЗ – состояние с переносом заряда)

При анализе кривых была найдена величина энергии активации процесса безызлучательного тушения $СПЗ \rightarrow {}^2F_{5/2}$ (на рисунке обозначен как “туш”), которая составила 0,4 эВ. Предположительно этот процесс играет большую роль в тушении ЛПЗ при повышении температуры. При этом увеличивается интенсивность заселения уровня ${}^2F_{5/2}$, с которого происходят излучательные переходы на уровень ${}^2F_{7/2}$. Это проявляется в спектрах как возрастание интенсивности ИК-излучения по отношению к интенсивности ЛПЗ [1]. В работе [6] был проведен анализ аналогичного процесса тушения ЛПЗ в YAG-Yb методом анализа температурных зависимостей ЛПЗ и ИК-люминесценции, и была получена энергия активации 0,082 эВ. При этом температура тушения ЛПЗ в YAG-Yb и Y_2O_3 -Yb одинакова. Та-

ким образом, данный вопрос требует более внимательного дальнейшего изучения.

В настоящее время ведется исследование возможностей улучшения модели окружения кластера (учет поляризации и подвижности зарядов) и методов расчета. Для расчета энергий переходов между основным и возбужденным состояниями, а также вероятностей этих переходов планируется провести мультikonфигурационные расчеты (MCSCF).

Литература:

1. Д.Н. Красиков, Н.В. Герасимова, И.А. Каменских, В.В. Михайлин, С.Н. Щербинин, Московского университета, серия Физика. Астрономия, 1 (2006) с.53.
2. M.W. Schmidt, K.K. Baldridge, J.A. Boatz, et al., J. Comput. Chem. 14 (1993) 1347.
3. M. Dolg, H. Stoll, A. Savin, H. Preuss, Theor. Chim. Acta 75, 173 (1989).
4. D. Chipman, Theor. Chim. Acta 76, 73 (1989).
5. J. L. Gavartin, P. V. Sushko, A. L. Shluger, Phys. Rev. B 67, 035108 (2003).
6. I. Kamenskikh, C. Dujardin, N. Garnier, et al., J. Phys.: Condens. Matter 17 (2005) 5587-5594.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ НЕКОТОРЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ВУФ И УФ ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА

Аспирант *Бежанов В.А.*, ст.науч.сотр. *Каримов Д.Н.*,
профессор *Михайлин В.В.*, ст.науч.сотр. *Чернов С.П.*

Исследованы коротковолновые спектры пропускания кристаллов $\text{Na}_{0.4}\text{R}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ с $\text{R} = \text{Y}, \text{Yb}, \text{Lu}$, для которых границы ВУФ пропускания составляют, соответственно, 78750, 58820, 75200 cm^{-1} . Изучены $4f^n - 4f^{n-1}5d$ спектры поглощения и возбуждения кристаллов $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$, активированных ионами Ce^{3+} , Pr^{3+} , Nd^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} и Yb^{3+} , в диапазоне 30000 – 80000 cm^{-1} . Определены энергетические положения нижайших уровней $4f^{n-1}5d$ конфигураций для этих ионов во флюоритовой кристаллической матрице $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$. Полоса поглощения в области спектра 60600 – 70000 cm^{-1} в кристаллах $\text{Na}_{0.4}(\text{Y}, \text{Yb})_{0.6}\text{F}_{2.2}$ обусловлена переносом заряда $\text{F}^- - \text{Yb}^{3+}$. Показано, что симметрия окружения ионов Ce^{3+} в кристаллах $\text{Na}_{0.4}\text{R}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ ($\text{R} = \text{Y}, \text{Yb}, \text{Lu}$) практически одинакова.

Исследованные материалы представляют практический интерес для использования в качестве прозрачных материалов, для изготовления конструктивных оптических элементов, таких как окна для вывода излуче-

ния, призмы, линзы, так и в качестве активированных материалов для создания на их основе фильтров и источников когерентного и некогерентного излучения (люминофоров, сцинтилляторов, активных сред лазеров УФ и ВУФ диапазонов).

Новые люминесцентные материалы (фосфоры) для ВУФ возбуждения могут быть использованы в создании плазменных панелей и безртутных ламп, где ВУФ излучение от разряда благородного газа используется для генерации видимого излучения. В этих приложениях используются внутриконфигурационные $4f^n$ уровни в ВУФ.

Другие приложения, в которые включена ВУФ спектроскопия ионов лантанидов – сцинтилляционные материалы и ВУФ лазеры. В этих приложениях используются разрешенные по четности $4f^{n-1}5d-4f^n$.

Исследованы спектры ВУФ-поглощения кристаллов $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$, активированных Yb^{3+} , вплоть до полного замещения ими иттрия. Форма полосы состоит из наложенных друг на друга сильной полосы с максимумом при 140 нм (71430 см^{-1}) и более слабой широкой полосы в виде длинноволнового плеча в области $60600 - 70000 \text{ см}^{-1}$. Поглощение в этих полосах растет линейно с ростом концентрации Yb^{3+} , что позволяет однозначно связать их с переходами самого Yb^{3+} . Интенсивный переход при 140 нм естественным образом можно связать с разрешенным $4f^{13}-4f^{12}5d^1$ переходом Yb^{3+} .

С ростом концентрации Yb^{3+} поглощение в широкополосном плече нарастает, и при полной замене Y на Yb именно им определяется коротковолновая граница поглощения кристаллов $\text{Na}_{0.4}\text{Yb}_{0.6}\text{F}_{2.2}$. По сравнению с положением нижнего края $5d$ -конфигурации свободного иона Yb^{3+} [1], в кристалле $\text{Na}_{0.4}(\text{Y},\text{Yb})_{0.6}\text{F}_{2.2}$ этот уровень понижен на 16765 см^{-1} за счет влияния кристаллического поля матрицы $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$.

Исследован спектр поглощения кристаллов $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$, активированных Ce^{3+} . Поглощение, связанное с активатором, начинается около 300 нм (33300 см^{-1}). $5d$ -конфигурация Ce^{3+} в кристалле $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ состоит из 5 полос: двух хорошо разрешенных, отстоящих друг от друга на 5000 см^{-1} , и трех перекрывающихся, плотно сгруппированных полос на краю поглощения самой матрицы. Поглощение Ce^{3+} заканчивается при 175 нм (57140 см^{-1}), поскольку далее поглощение чистой и активированной матрицы совпадают. Отсюда можно сделать вывод, что наблюдается вся $5d$ -конфигурация иона Ce^{3+} . По сравнению со свободным ионом Ce^{3+} [2], положение первого максимума $5d$ -конфигурации в матрице $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ понижено на 14700 см^{-1} .

Поглощение, связанное с $4f^2-4f5d$ переходами иона Pr^{3+} в матрице $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ начинается при 44400 см^{-1} (225 нм) и заканчивается при 70900 см^{-1} (141 нм). Поскольку далее вплоть до 78500 см^{-1} поглощение активированной и номинально чистой матрицы совпадают, можно сделать вывод,

что наблюдается вся $4f5d$ -конфигурация иона Pr^{3+} .

По сравнению со свободным ионом Pr^{3+} , положение первого максимума d -конфигурации в матрице $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ понижено на величину порядка 14000 см^{-1} .

Поглощение, связанное с $4f^3-4f^25d^1$ переходами иона Nd^{3+} в $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$, начинается при 54800 см^{-1} (182.5 нм). В спектре выявляются две значительно разнесенные полосы поглощения с расстоянием между максимумами порядка 5780 см^{-1} . На краю собственного поглощения в спектре явно прослеживается полоса поглощения с максимумом короче 70000 см^{-1} , но она маскируется поглощением самой матрицы. В спектре возбуждения $\text{Na}_{0.4}(\text{Y}, \text{Nd})_{0.6}\text{F}_{2.2}$ наблюдаются полосы при 175 (54140 см^{-1}), 157 (63690 см^{-1}), 142 (70420 см^{-1}), 135 (74070 см^{-1}) и 129 (77520 см^{-1}) нм [3]. Две длинноволновые из них проявляются в исследованных нами спектрах поглощения. Полосы $4f^3-4f^25d$ люминесценции кристаллов $\text{Na}_{0.4}(\text{Y}, \text{Nd})_{0.6}\text{F}_{2.2}$ имеют максимумы при 190 , 233 и 268 нм .

Исследованы спектры поглощения монокристаллов $\text{Na}_{0.4}(\text{Y}, \text{Tm})_{0.6}\text{F}_{2.2}$. Начало поглощения, определяемого $4f^{d^2}-4f^{d^1}5d^1$ переходами иона Tm^{3+} , приходится на 61350 см^{-1} (163 нм). Как и в случае Nd^{3+} , в спектре переходов Tm^{3+} отчетливо выделяются только две полосы поглощения с расстоянием между максимумами порядка 6350 см^{-1} . Нижайший уровень $5d$ -конфигурации Tm^{3+} в матрице $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ понижен в сравнении со свободным ионом на величину порядка 10000 см^{-1} [4].

Исследован спектр ВУФ поглощения кристалла $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$, активированного Er^{3+} . Поглощение, связанное с $4f^{d^1}-4f^{d^0}5d$ переходами Er^{3+} , начинается при 59500 см^{-1} (168 нм). В спектре отчетливо выделяются три полосы поглощения. Линейный рост поглощения в наблюдаемых полосах с увеличением концентрации, дает основание однозначно связать их с ионом Er^{3+} . О наблюдении других полос поглощения вблизи края собственного поглощения матрицы $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ сказать трудно из-за резкого возрастания поглощения. Большая полуширина полос и высокие значения поглощения в них дают основание идентифицировать их с переходами из основного состояния $^4I_{15/2}$ иона Er^{3+} на уровни $4f^{d^0}5d^1$ конфигурации, уширенные как за счет электрон-решеточного взаимодействия, так и благодаря частичной разупорядоченности кристаллической структуры флюоритовой матрицы. В сравнении с рассчитанным положением края $5d$ -конфигурации для свободного иона Er^{3+} [5], положение первого максимума d -конфигурации Er^{3+} в кристалле $\text{Na}_{0.4}\text{Y}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ понижено на величину порядка 14500 см^{-1} .

Отметим, что в спектре поглощения этого иона присутствует очень слабая длинноволновая полоса. Природа возникновения слабых полос в спектрах поглощения и возбуждения редкоземельных ионов подробно изучалась в [6, 7] и связана с различными спиновыми конфигурациями в возбужденном $4f^{n-1}5d$ состоянии для редкоземельных ионов. Рассмотрим

электронные конфигурации спина для основного состояния и возможные конфигурации для возбужденного состояния в Er^{3+} ($n = 11$). В основном состоянии $4f^{d1}$ -конфигурации иона Er^{3+} максимальное количество неспаренных параллельных спинов 3. Это дает спиновое квантовое число $S = 3/2$, и, таким образом, спиновую мультиплетность $2S+1 = 4$. В возбужденном $4f^{d0}5d$ -состоянии, когда один электрон переходит на $5d$ -оболочку, спин этого электрона может ориентироваться параллельно с оставшимися 4 электронами в $4f^{d0}$ оболочке (высокоспиновое состояние с $S = 5/2$ и $2S+1 = 6$ - секстетное возбужденное состояние); или антипараллельно, давая низкоспиновое состояние с $S = 3/2$, $2S+1=4$ (квартетное возбужденное состояние). Высокоспиновое состояние, как менее энергетичное, находится в более длинноволновой области. Таким образом, переходы из основного состояния на нижайший $4f^{d0}5d^1$ уровень будут запрещенными по спину и поэтому относительно слабыми. Запрещенные по спину $4f^m-4f^{m-1}5d$ переходы могут ожидать у всех редкоземельных ионов с $n > 7$. ВУФ люминесцентные свойства кристаллов $\text{Na}_{0.4}(\text{Y},\text{Er})_{0.6}\text{F}_{2.2}$ были исследованы в [8].

Получен спектр поглощения $\text{Na}_{0.4}\text{Er}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ в области от 160 до 260 нм. В спектре наблюдается ряд узких полос поглощения различной интенсивности, связанных с переходами внутри $4f$ -конфигурации иона Er^{3+} . Коротковолновая граница пропускания $\text{Na}_{0.4}\text{Er}_{0.6}\text{F}_{2.2}$ приходится на длину волны 167 нм (59700 см^{-1}), по уровню пропускания $\leq 1\%$, и обусловлена переходами в нижайшее состояние $4f^{d1}-4f^{d0}5d$ конфигурации Er^{3+} . Отметим, что наблюдаемый спектр полностью совпадает со спектром поглощения кристалла BaEr_2F_8 [9].

Литература

- [1] Bryant B.W. // J. Opt. Soc. Am. 1965. V.55. №4. P.771
- [2] Lang R.L. // Can. J. Res. 1936. V.14. Sec.A. P.127.
- [3] Guyot Y., Collombet A., Somatri T., Tkachuk A., Joubert M.-F. // J. Alloys and Compounds. 2002. V.341. №1–2. P.174.
- [4] Sugar J., Reader J. // J. Chem. Phys. 1973. V. 59. № 4. P. 2083
- [5] Brewer L. // J. Opt. Soc. Am. 1971. V.61. № 8. P.1666.
- [6] Wegh R.T., Donker H., Meijerink A. // Phys. Rev. B. 1998. V.57. №4. P.2025.
- [7] Wegh R.T., Meijerink A. // Phys. Rev. B. 1999. V.60. №15. P.10820.
- [8] Karimov D.N., Kirm M., Makhov V.N., Ouvarova T.V., Vielhauer S., Zimmerer G. // Optical materials. 2001. V.16. №4. P.437.
- [9] Власенко А.А., Девяткова Л.И., Иванова О.Н., Михайлин В.В., Чернов С.П., Уварова Т.В., Соболев Б.П. // Доклады АН СССР. 1985. Т.282. №3. С.565.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КОГЕРЕНТНОГО ВОЛОКОННОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА

Аспирант *Сусьян А.А.*

Исследовано влияние пространственной когерентности источника излучения на чувствительность датчика вибрации на основе когерентного рефлектометра. Импульсные волоконные рефлектометры, или OTDR-устройства, являются одним из самых распространенных типов приборов для измерения параметров волоконного световода. В качестве источника излучения в рефлектометрии обычно используются полупроводниковые лазеры, излучающие на многих продольных модах. Использование когерентных узкополосных одночастотных излучателей приводит к появлению интерференции излучения, рассеянного разными участками световода. Это открывает новые возможности для применения рефлектометра в качестве датчика давления и вибрации. При наличии внешнего механического воздействия происходит смещение интерференционных полос, при этом рефлектометрическая методика позволяет с высокой точностью локализовать место воздействия.

Теоретический анализ показал, что при использовании узкополосных источников излучения с шириной спектра менее 0,1 нм можно достичь следующих параметров системы обнаружения деформации световода:

- Пространственное разрешение – 5 м,
- Дальность без усилителя – 35 км,
- Число каналов измерения – до 6000,
- Временное разрешение в каждом канале – 1 мс,
- Чувствительность – интерференционная, на уровне 0,1 радиана,
- Взаимное влияние каналов – не хуже 10 дБ для соседних пространственных каналов.

Кроме разработки источника излучения также одной из принципиальных задач при построении датчика на этом принципе является разработка алгоритма и программных средств обработки рефлектометрического сигнала.

Подсекция:
РАДИОФИЗИКА,
ФИЗИЧЕСКИЯ ЭЛЕКТРОНИКА
И АКУСТИКА

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

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В ВЧ И СВЧ РАЗРЯДАХ

Доцент Двинин С.А.

Интерес к изучению поверхностных волн [1] связан с тем, что последние могут проявляться практически в любой задаче, где плазма является ограниченной, если плотность электронов в ней превышает критическую $n_e > n_c = m\omega^2/4\pi e^2$ для заданной частоты волны ω , существенно модифицируя электродинамические свойства системы. Эти условия типичны для СВЧ и ВЧ разрядов в газе, поддерживаемых как в свободном пространстве [2, 3] (рис. 1, 2), так в разрядах в диэлектрических [5, 6] (рис. 3) и металлических [7] разрядных камерах.

В работе построены математические модели развития разряда в свободном пространстве, при возбуждении разряда пучком СВЧ волн и с помощью диэлектрической антенны. Последний тип разряда может быть использован для создания плазмы в широком диапазоне давлений окружающего газа, что обуславливает возможность его применения для решения самых различных задач. Спецификой данного типа разряда является то, что граница разряда фиксирована только с одной стороны. В работе проведен анализ дисперсионных характеристик поверхностных волн (рис. 4), которые могут быть использованы для возбуждения разряда, а также кинетической модели разряда, которую можно использовать для расчета его характеристик. Построена модель стационарного разряда, поддерживаемого поверхностной волной в газе при давлении 10^2 - 10^4 Па. Показано, что пространственные распределения параметров плазмы, как в поперечном сечении, так и вдоль разряда, описываются универсальными зависимостями, определяемыми родом газа и параметрами диэлектрической антенны. Возможно обобщение модели на разряд низких давлений при учете бесстолкновительного поглощения поля в области плазменного резонанса. Проведено численное моделирование развития разряда [8], которое подтвердило применимость безотражательной модели. Перспективным представляется использование этого типа разряда в плазменной аэродинамике для модификации свойств газодинамических течений, а также для инициации горения горючей смеси в реактивных двигателях [3, 8].

При построении моделей разряда в разрядных камерах необходимо учитывать процесс взаимодействия плазмы с поверхностью твердого тела, которая может быть как диэлектрической, так и металлической. В классической электродинамике, предполагающей зеркальное или диффузное отражение частиц от границы в последнем случае поверхностные волны отсутствуют. В работе впервые рассмотрена задача о распространении волн вдоль границ плазмы с металлом при учете реальных химических реакций на поверхности и граничных условий для заряженных частиц [7]. Обра-

зующийся в этих условиях на границе плазмы слой пространственного заряда представляет собой нелинейный волновод, вдоль которого могут распространяться переносящие достаточно большую энергию ВЧ поверхностные волны, объясняя наблюдаемое в эксперименте проникновение плазмы и электромагнитного поля через запердельные волноводы. Показано, что хорошо известный геометрический резонанс плазма-слой пространственного заряда в сосредоточенных системах является частным случаем резонанса в распределенных системах связанных с распространением поверхностных волн. Рассмотрено влияние нелинейности плазмы и слоя пространственного заряда на распространение волны. Получены дисперсионные

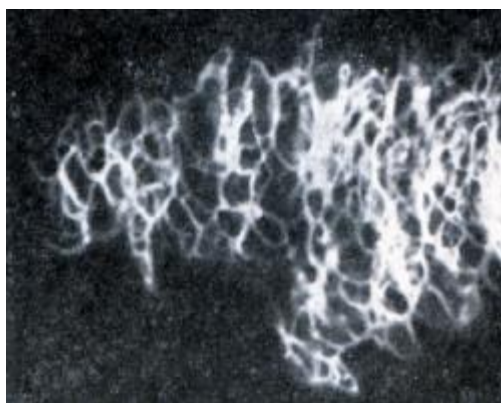


Рис. 1. Разряд в волновом пучке в вакууме [2].



Рис. 2. Разряд на поверхности диэлектрической антенны. Давление воздуха $P=40$ Торр, длительность импульса СВЧ $\tau=100$ мкс, мощность СВЧ волны $W_{и}=40$ кВт, поперечные размеры антенны 0.8×2.4 см² [3].

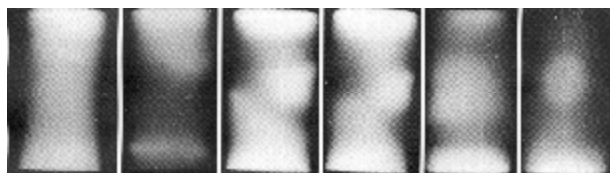


Рис. 3. Структуры разряда в волноводе при низких давлениях газа $P = 0,1$ Торр. Слева направо – 140 Вт, 9 Вт, 17 Вт, 9 Вт, 6,5 Вт, 5,5 Вт. Радиус трубки 2 см, длина СВЧ волны – 10 см [4, 5].

кривые поверхностной волны, учитывающие генерацию гармоник и зависимость усредненной толщины слоя от амплитуды электромагнитного поля волны (рис. 5).

Рассмотрена задача о резонансных свойствах плазмы, находящейся в разрядной камере. Эта задача актуальна в связи с увеличением размера плазмохимических реакторов микроэлектроники. Рассчитаны резонансные частоты положительного столба, связанные с распространением волн вдоль боковой и торцевой поверхностей и условия взаимодействия этих волн. Рассмотрены характеристики СВЧ разряда в сосредоточенных системах с учетом возможности распространения поверхностных волн, как наиболее простой для исследования системы.

В рассмотренных выше моделях возбуждение поверхностных волн происходит за счет созданных специально (преобразователи типа волн, возбуждающие антенны) или изначально существующих в системе (граница волновода или разрядной

камеры) резких неоднородностей электрического поля. Эти особенности необходимы, так как постоянная распространения поверхностной волны больше постоянной распространения в вакууме, поэтому в линейном режиме эти волны не возбуждаются при падении плоской волны из вакуума на однородную плазму.

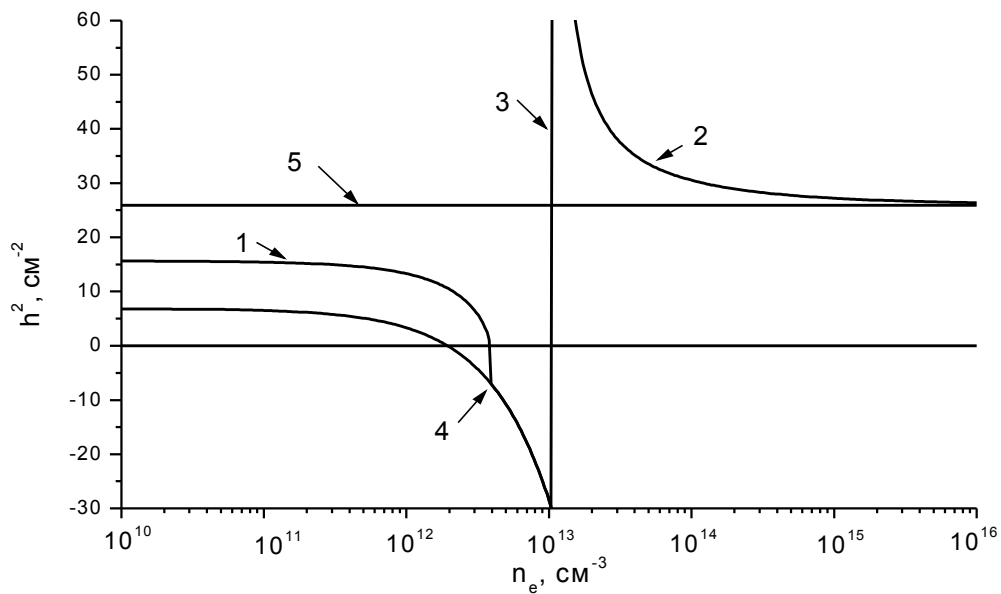


Рис. 4. Волны в системе плазма–диэлектрический волновод. 1 – волна диэлектрического волновода, 2 – поверхностная волна, 4 – кривая $h^2 = \omega^2 \epsilon_p / c^2$ Полуширина волновода 4 мм, диэлектрическая проницаемость $\epsilon_D=3.8$, длина СВЧ волны 2.4 см.

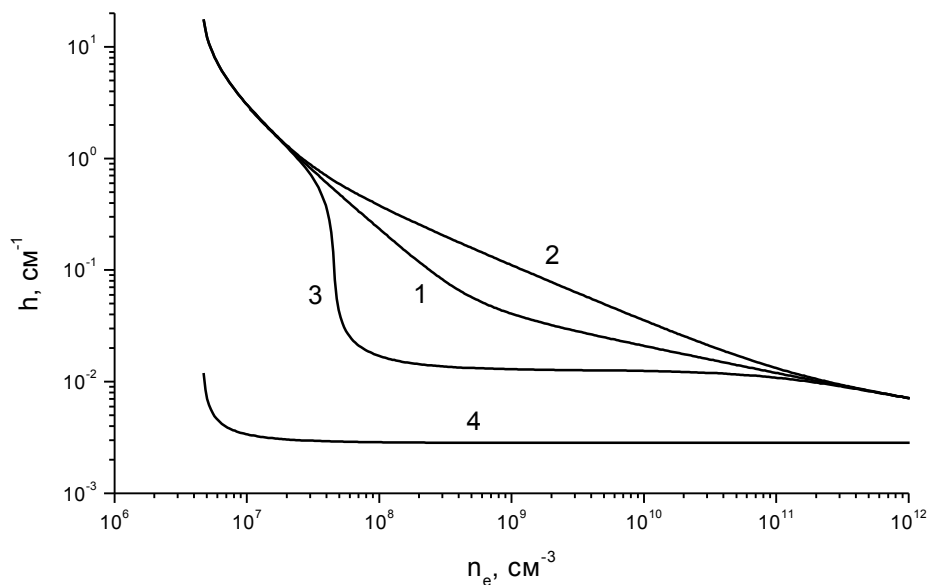


Рис. 5. Поверхностные волны на границе плазмы с металлом: 1 –неограниченная плазмы, 2, 3 – нечетная и четная поверхностные волны, 4 –волна в полупространстве. Толщина слоя 0.1 см, Частота волны 13.56 МГц полуширина плазменного столба – 5 см

Проведен анализ механизмов возбуждения поверхностных волн, связанных с нелинейностью плазмы. Рассмотрены механизмы, связанные с нелинейностью плазмы, нелинейностью слоя пространственного заряда, тепловой и ионизационной нелинейностями. Показано, что в условиях типичных для разряда низкого давления основной является нелинейность, связанная с ионизацией. Показано, что однородные распределения плотности электронов в разряде могут быть неустойчивы относительно возбуждения поверхностных волн, причем наиболее вероятным механизмом возбуждения будет ионизационно-полевая неустойчивость. Рассчитаны инкременты развития неустойчивости и мощностные характеристики разряда учитывающие эту неустойчивость. Показано, что развитие неустойчивости приводит к увеличению доли поглощаемой энергии в плазме, а также к снижению уровня мощности, необходимой для поддержания разряда, так как энергия возбуждающейся поверхностной волны также затрачивается на поддержание плазмы. Проведены экспериментальные измерения структуры поля и параметров плазмы, подтвердившие данную модель.

Литература

1. Trivelpiece A.W. and Gould R.W. J. Appl. Phys. 1959, V. **30**, p. 1784.
2. Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А. и др. Вопросы физика плазмы и плазменной электроники. Труды ФИАН. Т. 160. 1985 г. С. 174.
3. Двинин С.А., Шибков В.М. и др. Физика плазмы, т. 32, 2006, с. 654, т. 33, 2007, с. 76.
4. Двинин С.А., Довженко В.А., Солнцев Г.С. Физика плазмы, т.8, 1982, с. 1228, т. 9, 1983, с. 1058.
5. Двинин С.А., Постников С.А, Солнцев Г.С. и др. Физика плазмы, 1983, т. 9, с. 1297.
6. Lieberman M.A., Blooth J.P., Chabert P. et all. Plasma Sources Sci. Technol. 2002, т.11, с. 283.
7. Dvinin S.A., Mikheev V.V., Sviridkina V.S. et all. Microwave Discharges: Fundamentals and applications. VI International Workshop. Proceedings. Russia, Zvenigorod, September 11-15, 2006, p. 89.
8. Dvinin S.A., Mikheev V.V., Shibkov V.M, Sviridkina V.S. Microwave Discharges: Fundamentals and applications. VI International Workshop. Proceedings. Russia, Zvenigorod, September 11-15, 2006, p. 149.

НОВЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ В КАНОНИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ ДИФРАКЦИИ

Доцент *Шанин А.В.*

1. Введение

В прикладных задачах теории дифракции обычно встречаются экраны и препятствия весьма сложной геометрии. В коротковолновом приближении [1,2,3] такие задачи можно решать с помощью последовательного рассмотрения актов дифракции на отдельных элементах рассеивателя. Задачи определения дифракционных коэффициентов (или диаграмм направленности) для простейших элементов называются *каноническими* задачами дифракции. Необходимо уметь вычислять решения таких задач с большой скоростью и точностью. Наиболее полный обзор результатов, относящихся к каноническим задачам, содержится в книге [4].

Настоящая работа представляет собой исследование нескольких канонических задач теории дифракции. Рассматриваются двумерные задачи о дифракции на системе отрезков (конечной дифракционной решетке) и на уголкообразном отражателе с конечным зазором. Кроме того, рассматривается трехмерная задача о дифракции на плоском конусе, которая сводится к двумерной задаче для уравнения Лапласа-Бельтрами на сфере с рассеивателем в виде дуги большой окружности. Во всех случаях задача предполагается стационарной и скалярной (акустической), а граничные условия – идеальными (Дирихле или Неймана).

В работе получены точные аналитические результаты для соответствующих задач математической физики, т.е. не предполагалось, что справедливо коротковолновое или длинноволновое приближение. Доказано, что волновые поля и их диаграммы направленности удовлетворяют обыкновенным дифференциальным уравнениям достаточно простого вида. Примеры таких уравнений даны ниже. Коэффициенты уравнений представляют собой рациональные функции координат или тригонометрических функций углов. Эти коэффициенты содержат неизвестные константы, которые должны определяться численно в результате решения соответствующих спектральных задач. Неизвестные коэффициенты связаны с асимптотиками волнового поля вблизи краев рассеивателя.

В работе почти не затрагиваются вычислительные аспекты предлагаемых методов. При этом в иллюстративных целях приводятся примеры вычислений, проделанных с помощью полученных уравнений. Кроме того, большое внимание уделяется постановке задачи об определении неизвестных констант.

Основное содержание данной работы содержится в публикациях автора [5-18], а также в ряде докладов на конференциях. Работы других ис-

следователей, наиболее близкие к рассматриваемой теме, перечислены в [19-22].

2. Понятие зоммерфельдовой задачи

В качестве основного примера рассмотрим двумерную задачу о дифракции плоской волны на двух отрезках, принадлежащих одной прямой (см. Рис. 1). На плоскости (x, y) поле u удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\Delta u + k_0^2 u = 0. \quad (1)$$

Зависимость всех величин от времени имеет вид $e^{-i\omega t}$ и везде опускается. На отрезках $y=0$, $a_1 < x < a_2$, $a_3 < x < a_4$ заданы граничные условия Дирихле. Выполняется краевое условие, заключающееся в том, что в любой конечной области пространства энергия поля конечна. Падающее поле имеет вид плоской волны. Рассеянное поле удовлетворяет условию излучения на бесконечности.

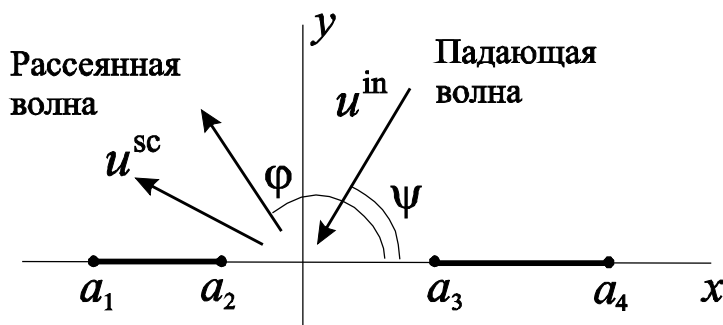


Рис. 1. Геометрия задачи о дифракции на двух отрезках

Сформулированная выше двумерная задача относится к специальному классу *зоммерфельдовых* задач, которым посвящается данная работа. Попробуем применить к задаче о дифракции на системе отрезков метод отражений. Очевидно, в его классическом (школьном) виде метод неприменим, поскольку на части прямой $y=0$ заданы граничные условия Дирихле, а на оставшейся - условия Неймана. Это означает, что нельзя избавиться от рассеивателей, продолжив поле симметрично или антисимметрично из области $y > 0$ в область $y < 0$. Однако можно применить прием, предложенный Зоммерфельдом для задачи о дифракции на полуплоскости (в двумерном сечении - полупрямой). В рамках подхода Зоммерфельда поле продолжается не на плоскость, а на двулиственную поверхность, сходную с римановой поверхностью функции $\sqrt{x + iy}$. Такая поверхность получается, если взять два экземпляра плоскости (листа), разрезать их по положитель-

ной полуоси x (предполагается, что экран совпадает именно с положительной полуосью) и склеить соответствующие берега разрезов. Так же можно переформулировать и задачу о дифракции на системе отрезков. Строится поверхность, составленная из двух экземпляров плоскости, разрезанных вдоль рассеивателей. Соответствующая поверхность сходна с римановой поверхностью функции

$$\prod_{j=1}^4 \sqrt{x + iy - a_j}.$$

Данная поверхность схематически показана на Рис. 2. Предполагается, что берега, помеченные одинаковыми цифрами, склеиваются.

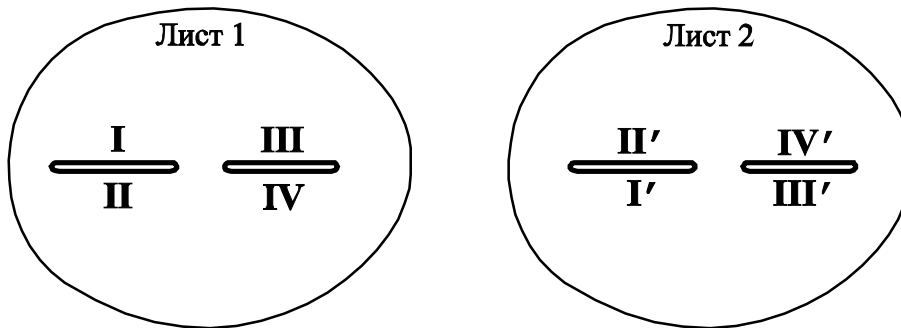


Рис. 2. Зоммерфельдова поверхность для задачи о дифракции на двух полосах

Будем называть построенную поверхность *зоммерфельдовой поверхностью* данной задачи. Задачи, допускающие формулировку на многолистных поверхностях, не содержащих рассеивателей, будем называть *зоммерфельдовыми задачами*. Утверждается, что полученные в работе результаты могут быть обобщены для любых двумерных зоммерфельдовых задач, если число листов и число точек ветвления соответствующих поверхностей конечно.

3. Основные результаты на примере задачи дифракции на двух полосах

а) Формула расщепления

Основная функция, описывающая рассеяние в данной ситуации - это диаграмма направленности S , зависящая от угла рассеяния φ и угла падения ψ . Функция $S(\varphi, \psi)$ определяет асимптотику поля в дальней зоне, как это описывается формулой

$$u^{sc}(R, \varphi) = -\frac{\exp\{ik_0 R - i\pi/4\}}{\sqrt{2\pi k_0 R}} S(\varphi, \psi).$$

Введем четыре краевые функции Грина $v_1(x, y) \dots v_4(x, y)$. Каждая из этих функций представляет собой поле, порожденное точечным источником, расположенным вблизи одной из вершин рассеивателя.

Расположить источник непосредственно в вершине нельзя, поэтому для корректного определения поля строится предельный переход. Для каждого из четырех полей v_m , $m = 1 \dots 4$ расположим источник на расстоянии ε от соответствующей вершины

(см. Рис. 3). Силу источника выберем равной $(\pi/\varepsilon)^{1/2}$. Решая соответствующие дифракционные задачи и переходя к пределу $\varepsilon \rightarrow 0$, получим поля $v_1(x, y) \dots v_m(x, y)$.

Поставим этим полям в соответствие диаграммы направленности $S_1(\varphi) \dots S_4(\varphi)$.

Отметим, что найти краевые функции Грина так же сложно, как решить исходную дифракционную задачу.



Рис. 3. К определению функции Грина

Формула расщепления связывает решение исходной задачи с краевыми функциями Грина:

$$S(\varphi, \psi) = - \frac{S_1(\varphi)S_1(\psi) - S_2(\varphi)S_2(\psi) + S_3(\varphi)S_3(\psi) - S_4(\varphi)S_4(\psi)}{\cos \varphi + \cos \psi} \quad (2)$$

Таким образом, функция $S(\varphi, \psi)$, зависящая от двух переменных, оказывается выражена через несколько функций $S_n(\varphi)$, зависящих от одной переменной.

б) Спектральное уравнение

Перейдем от угловой переменной φ к волновому числу

$$k = -k_0 \cos \varphi$$

(k_0 - параметр в уравнении Гельмгольца). Вместо функций $S_m(\varphi)$ будем рассматривать функции

$$W_m(k) = -\frac{S_m(\varphi)}{k_0 \sin \varphi}$$

Построим вектор

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} W_1 \\ W_2 \\ W_3 \\ W_4 \end{pmatrix}$$

В работе показано, что этот вектор удовлетворяет обыкновенному дифференциальному уравнению

$$\frac{d}{dk} \mathbf{W}(k) = \mathbf{K}(k) \mathbf{W}(k), \quad (3)$$

которое названо в работе *спектральным*.

Матрица коэффициентов $\mathbf{K}(k)$ имеет весьма простую структуру:

$$\mathbf{K}(k) = \begin{pmatrix} ia_1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & ia_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & ia_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & ia_4 \end{pmatrix} + \frac{1}{k - k_0} \mathbf{K}^+ + \frac{1}{k + k_0} \mathbf{K}^-. \quad (4)$$

Здесь $a_1 \dots a_4$ — координаты вершин рассеивателя по оси x , \mathbf{K}^\pm — матрицы, не зависящие от k (т.е. константы). Эти константы необходимо подобрать таким образом, чтобы уравнение (3) имело решение, обладающее нужными свойствами.

Спектральное уравнение не удастся решить аналитически, однако то, что исходную задачу удалось свести к обыкновенному дифференциальному уравнению столь простого вида, представляется важным результатом.

в) Эволюционные уравнения

Исследуем вопрос о том, как изменяются решения при изменении параметров рассеивателя, а именно координат вершин $a_1 \dots a_4$. Такие изменения можно описать с помощью эволюционных уравнений

$$\frac{\partial}{\partial a_j} \mathbf{W} = \mathbf{A}^j \mathbf{W}, \quad (5)$$

коэффициенты которых имеют вид

$$A_{m,n}^j(k) = ik\delta_{j,m}\delta_{m,n} + \frac{(K_{m,n}^+ + K_{m,n}^-)(\delta_{j,n} - \delta_{j,m})}{a_n - a_m} \quad (6)$$

Здесь $A_{m,n}^j$ — элементы матриц \mathbf{A}^j , $K_{m,n}^\pm$ — элементы матриц \mathbf{K}^\pm . Предполагается, что второе слагаемое равно нулю при $m = n$.

С помощью условий совместности спектрального и координатных уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{K}}{\partial a_j} = \frac{\partial \mathbf{A}^j}{\partial k} + [\mathbf{A}^j, \mathbf{K}] \quad (7)$$

можно получить (достаточно громоздкие) замкнутые уравнения, описывающие эволюцию неизвестных констант, входящих в матрицы \mathbf{K}^\pm .

Эволюционные уравнения могут быть полезны в следующих обстоятельствах. Как уже отмечалось, для того, чтобы воспользоваться спектральными уравнениями, необходимо особым образом подобрать в них константы. Процедура их подбора достаточно сложна. Вместо этого можно подобрать константы один раз для какого-то набора параметров $a_1 \dots a_4$ (например, при достаточно больших длинах отрезков можно использовать коротковолновое приближение), а затем найти коэффициенты спектрально уравнения для нужного набора $a_1 \dots a_4$ путем численного решения эволюционных уравнений.

г) Координатные уравнения

Ранее все результаты касались диаграмм направленности S_m и полученных из них несложными преобразованиями функций W_m . Рассмотрим теперь сами краевые функции Грина $v_1 \dots v_4$. Напомним, что эти функции были построены для задачи Дирихле. Добавим к этому набору функции $w_1 \dots w_4$, которые являются краевыми функциями Грина для задачи Неймана. Их роль полностью аналогична роли функций v_m , для них так же строится формула расщепления, спектральные и координатные уравнения.

Построим вектор-столбец

$$\mathbf{u} = (v_1, v_2, v_3, v_4, w_1, w_2, w_3, w_4)^T.$$

В работе доказывается, что этот вектор неизвестных удовлетворяет системе уравнений

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} = \mathbf{X} \mathbf{u}, \quad \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y} = \mathbf{Y} \mathbf{u}, \quad (8)$$

где $\mathbf{X}(x, y)$ и $\mathbf{Y}(x, y)$ — матрицы коэффициентов, имеющие достаточно простой вид. Элементы этих матриц - рациональные функции координат x и y . Если записать коэффициенты \mathbf{X} и \mathbf{Y} в блочной форме

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} \mathbf{X}_{1,1} & \mathbf{X}_{1,2} \\ \mathbf{X}_{2,1} & \mathbf{X}_{2,2} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Y} = \begin{pmatrix} \mathbf{Y}_{1,1} & \mathbf{Y}_{1,2} \\ \mathbf{Y}_{2,1} & \mathbf{Y}_{2,2} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

где матрицы с индексами имеют размер 4×4 , то элементы этих матриц будут иметь вид

$$\begin{aligned} (\mathbf{X}_{1,1})_{m,n} &= \frac{(-1)^{m-1}(x-a_m)(Q_{m,n} - (x-a_m)T_{m,n})}{(x-a_m)^2 + y^2}, \\ (\mathbf{X}_{1,2})_{m,n} &= -\frac{y(R_{m,n} - (x-a_m)S_{m,n})}{(x-a_m)^2 + y^2}, \\ (\mathbf{X}_{2,1})_{m,n} &= -\frac{y(Q_{m,n} - (x-a_m)T_{m,n})}{(x-a_m)^2 + y^2}, \\ (\mathbf{X}_{2,2})_{m,n} &= \frac{(-1)^m(x-a_m)(R_{m,n} - (x-a_m)S_{m,n})}{(x-a_m)^2 + y^2}, \\ (\mathbf{Y}_{1,1})_{m,n} &= \frac{(-1)^{m-1}y(Q_{m,n} - (x-a_m)T_{m,n})}{(x-a_m)^2 + y^2}, \\ (\mathbf{Y}_{1,2})_{m,n} &= -\frac{(x-a_m)R_{m,n} + y^2S_{m,n}}{(x-a_m)^2 + y^2}, \\ (\mathbf{Y}_{2,1})_{m,n} &= -\frac{(x-a_m)Q_{m,n} + y^2T_{m,n}}{(x-a_m)^2 + y^2}, \\ (\mathbf{Y}_{2,2})_{m,n} &= \frac{(-1)^m y(R_{m,n} - (x-a_m)S_{m,n})}{(x-a_m)^2 + y^2}, \end{aligned}$$

где $R_{m,n}$, $S_{m,n}$, $Q_{m,n}$, $T_{m,n}$ некоторые константы, индексы m и n принимают значения от 1 до 4.

Система (8) названа в работе системой *координатных уравнений* для данной задачи. Поясним, чем система (8) лучше исходного уравнения Гельмгольца. Координатные уравнения являются системой уравнений в частных производных, однако их свойства ближе к свойствам обыкновенных дифференциальных уравнений. Действительно, для восстановления решения уравнения Гельмгольца необходимо знать его значения на неко-

тором бесконечном или замкнутом контуре. Для восстановления решения системы (8) достаточно знать вектор \mathbf{u} лишь в одной точке.

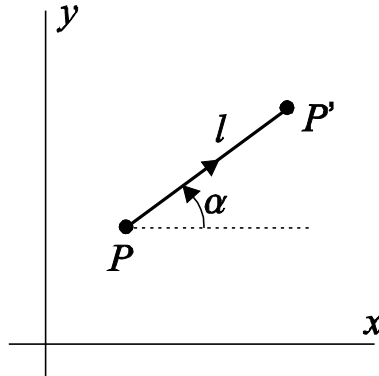


Рис. 4. К обсуждению свойств координатных уравнений

Действительно, пусть значения компонент вектора \mathbf{u} известны в точке P . Найдем вектор \mathbf{u} в какой-либо другой точке P' . Для этого соединим P и P' отрезком, на котором введем координату l . Ограничение $\mathbf{u}(l)$ на эту линию удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$\frac{d\mathbf{u}}{dl} = (\mathbf{X} \cos \alpha + \mathbf{Y} \sin \alpha) \mathbf{u}$$

где α - угол между отрезком PP' и осью x (см. Рис. 4). Решая это уравнение и пользуясь известными значениями компонент вектора \mathbf{u} в точке P как начальными условиями, найдем $\mathbf{u}(P')$. Таким образом, решения координатных уравнений образуют линейное пространство размерности 8.

4. Выводы

Для достаточно широкого класса двумерных задач дифракции (а именно, для зоммерфельдовых задач) получены следующие результаты.

- Волновое поле для задачи дифракции с помощью формул расщепления выражается через краевые функции Грина.
- Для диаграмм направленности краевых функций Грина выведены спектральные уравнения (обыкновенные дифференциальные уравнения, использующие в качестве независимой переменной угол рассеяния)
- Для краевых функций Грина выведены координатные уравнения.
- Выведены эволюционные уравнения, описывающие поведение краевых функций Грина при изменении геометрических параметров задачи.

Все полученные результаты являются точными в том смысле, что при их выводе не используется длинноволновое или коротковолновое приближение.

Работа поддержана грантами РФФИ и «Научные школы».

Литература

1. Keller, J.B., The geometrical theory of diffraction, *Journal of Optical Society of America*, V. 52, pp. 116--130 (1962).
2. Боровиков В.А. Дифракция на многоугольниках и многогранниках, М.: Наука, 1966. 456с.
3. Уфимцев П.Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М.: Сов. Радио. 1962. 244 с.
4. Bowman, J.J., Senior, T.B., and Uslenghi, L.E., *Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shapes*, North-Holland, Amsterdam, 1969.
5. A.V.Shanin, Three theorems concerning diffraction by a strip or a slit // *Q.Jl Mech. Appl. Math.* V. 54, No 1, pp. 107-137 (2001)
6. A.V.Shanin, R.V.Craster. Removable singular points for ordinary differential equations // *Europ. J. Appl. Math* V.13. N 6. pp. 617-639 (2002).
7. А.В.Шанин, К задаче о дифракции на щели. Некоторые свойства ряда Шварцшильда // *Зап. науч. сем. ПОМИ РАН в серии «Математические вопросы теории распространения волн»*, Т.275, с.258-285 (2001).
8. А.В.Шанин, О связи метода Винера-Хопфа и теории обыкновенных дифференциальных уравнений // *Электромагнитные волны и электронные системы*, 2002, Т.7, N 7.
9. A.V.Shanin, Diffraction of a plane wave by two ideal strips // *Quart. Jl. Mech. Appl., Math* V.56, N 2, pp. 187-215 (2003)
10. A.V.Shanin, A generalization of the separation of variables method for some 2D diffraction problems // *Wave Motion* (2003), V.37 N.3 pp. 241-256.
11. R.V.Craster, A.V. Shanin, E.M.Dubravsky, Embedding formulae in diffraction theory // *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, 459, 2475-2496, (2003).
12. A.V.Shanin, Modified Smyshlyaev's formulae for the problem of diffraction of a plane wave by an ideal quarter-plane // *Wave Motion* (2005), V.41, N1, pp. 79-93.
13. A.V.Shanin, Coordinate equations for the Laplace-Beltrami problem on a sphere with a cut // *Quart. Journ. Mech. Appl. Math.* 2005 (58) 2, 1-20.
15. R.V.Craster, A.V.Shanin, Embedding formula for diffraction by wedge and angular geometries // *Proc. Roy. Soc. Lond. A*, (2005) 461, 2227-2242.
16. А.В.Шанин. Формула расщепления для электромагнитной задачи дифракции // *Записки научных семинаров ПОМИ РАН, сб. «Вопросы дифракции и распространения волн»* под ред. В.М.Бабича, Т.324, с. 247-261.
17. А.В.Шанин, Краевые функции Грина на многолистной поверхности. Асимптотики решений координатных и спектральных уравнений // *Принята к публикации в Зап. науч. сем. ПОМИ РАН.*
18. А.В.Шанин, Краевые функции Грина на многолистной поверхности. Постановка задачи определения неизвестных констант // *Принята к публикации в Зап. науч. сем. ПОМИ РАН.*

19. Latta G.E., The solution of a class of integral equations // Journal of Rational Mechanics and Analysis, V.5, N 5, pp. 821-834 (1956).
20. Williams, M.H., Diffraction by a finite strip // Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics, V. 35, pp. 103--124 (1982).
21. Gorenflo, N. and Werner, M., Solution of a finite convolution equation with a Hankel kernel by matrix factorization // SIAM Journal of Mathematical Analysis, V. 28, N 2, pp. 434--451 (1997).
22. Gorenflo, N., A new explicit solution method for the diffraction through a slit // Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik, V. 53, pp. 877--886 (2002).

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Ст. науч.сотр. *Белотелов В.И.*, физик *Калиш А.Н.*

В последние несколько лет большой фундаментальный и прикладной интерес вызывает исследование оптических свойств магнитных наноструктурированных сред, поскольку в таких материалах хорошо известные оптические и магнитооптические (МО) эффекты приобретают новые свойства и, кроме того, возникает ряд новых МО эффектов. Особую важность представляют материалы, в которых МО эффекты проявляются наиболее интенсивно. На протяжении нескольких десятилетий большие величины МО эффектов достигались путем подбора оптимальных химических составов используемых веществ. В то же время недавние исследования продемонстрировали, что в этом отношении большим потенциалом обладают материалы со специально подобранными геометрической структурой и топологией. Характерный размер элемента структуры составляет десятки или сотни нанометров, поэтому такие материалы называют наноструктурированными.

Одним из примеров наноструктурированных сред являются фотонные кристаллы – материалы, у которых диэлектрическая проницаемость периодически модулирована на масштабе порядка длины волны света в веществе. В 1999 г. группой японских ученых под руководством М. Иноуэ было продемонстрировано, что в случае одномерных магнитных фотонных кристаллов (МФК) – многослойных пленок, состоящих из ферромагнитных веществ, имеет место резонансное увеличение МО эффектов Фарадея и Керра, что привлекло к МФК повышенный интерес [1]. Вместе с тем, можно также предложить и ряд других материалов, в которых усиление эффектов магнитооптики возникает за счет специально выбранной структуры.

Разработан подход к общему теоретическому рассмотрению МО свойств МФК, справедливый как для многослойных пленок, так и для двумерных (система отверстий в магнитной матрице) и трехмерных (система диэлектрических сфер, пространство между которыми заполнено магнитной жидкостью) МФК [2]. Взаимодействие излучения с веществом учтено в первом порядке теории возмущений, что справедливо для всех МО веществ, в видимом и ближнем ИК-диапазоне. Это связано с тем, что недиагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости ферромагнитной среды, обуславливающая МО эффекты в оптике, на несколько порядков меньше диагональных компонент тензора.

В первом порядке теории возмущений из уравнений Максвелла получена задача на собственные значения:

$$\left(\hat{H}_0 + \hat{V} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \vec{\Psi}(\vec{r}) = 0, \quad (1)$$

где $\vec{\Psi}(\vec{r}) = \sqrt{\varepsilon(\vec{r})} \vec{E}(\vec{r})$, $\vec{E}(\vec{r})$ — комплексная амплитуда напряженности электрического поля в МФК, $\hat{H}_0 \vec{\Psi}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\vec{r})}} \vec{\nabla} \times \left\{ \vec{\nabla} \times \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\vec{r})}} \vec{\Psi}(\vec{r}) \right\}$,

$\hat{V} \vec{\Psi}(\vec{r}) = -\frac{i\omega^2}{c^2} Q(\vec{r}) \vec{m} \times \vec{\Psi}(\vec{r})$, $\varepsilon(\vec{r})$ — диэлектрическая проницаемость среды, $Q(\vec{r})$ — МО-параметр. Собственными функциями являются квазициркулярнополяризованные волны Блоха. Из аналитических выражений для собственных функций задачи получено выражение для зависимости МО эффекта Фарадея (угла поворота плоскости поляризации Φ) от частоты падающего излучения ω :

$$\Phi = \frac{\omega}{2c\sqrt{|\beta|}} \left| \langle Q \rangle \right| \left| 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right|^{-1/2}, \quad (2)$$

где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $\langle Q \rangle$ - усредненный по периоду фотонного кристалла МО-параметр, β - коэффициент кривизны фотонной зоны. Из формулы (2) следует, что удельный угол Фарадея Φ зависит от частоты излучения ω и резко возрастает при приближении частоты ω к экстремальным частотам фотонных зон ω_0 .

Рис. 1 показывает, что расчетная кривая, построенная по формуле (2), хорошо описывает данные эксперимента, что свидетельствует о том, что развитая теоретическая модель справедлива и применима к широкому классу МФК.

МО эффекты могут быть усилены не только в МФК, но и в ряде других наноструктурированных систем. Примером такой системы является двухслойная метало-диэлектрическая пленка, в которой слой металла пе-

риодически перфорирован системой субволновых отверстий (рис. 2 а) [3]. Проведенный аналитический анализ и численный эксперимент показали, что предложенная структура также очень интересна в отношении усиления МО эффектов. Кроме того, удалось получить высокое оптическое прохождение, на частотах резонансного усиления эффекта Фарадея (рис. 2 б). Последнее обстоятельство крайне важно для возможных применений металлодиэлектрических перфорированных пленок, поскольку позволяет существенно уменьшить оптические потери.

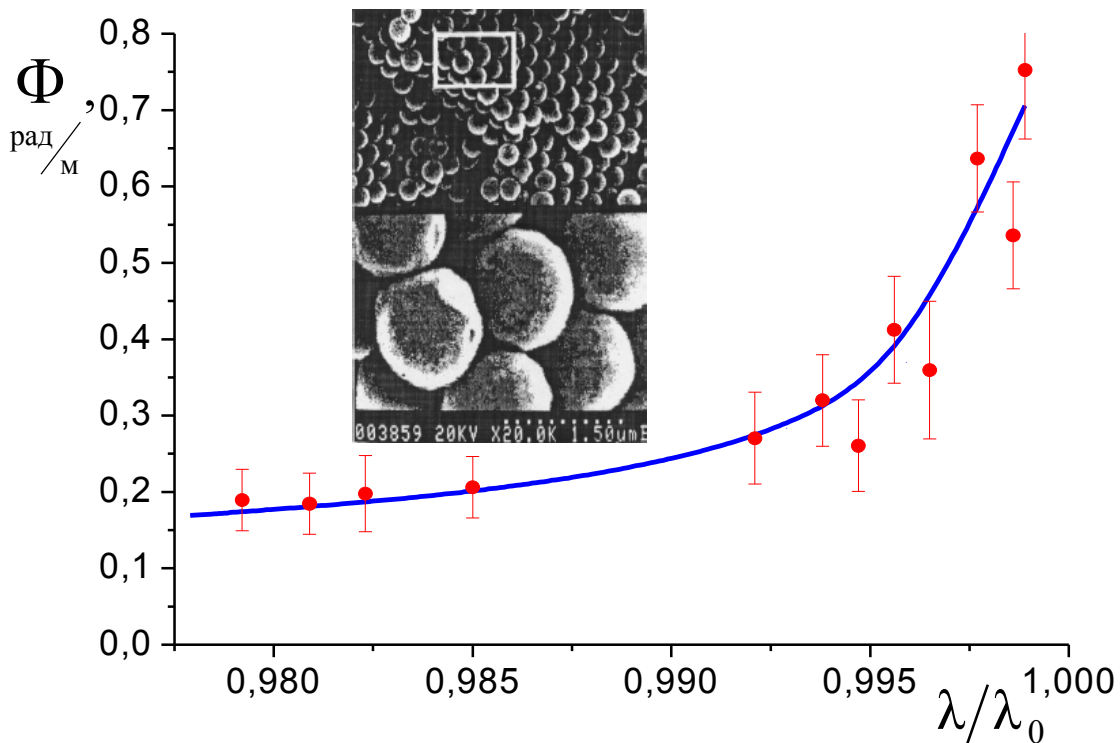


Рис. 1. Зависимость удельного угла Фарадея Φ от λ/λ_0 . Точки – экспериментальные данные для трехмерного магнитного ФК, состоящего из кварцевых сфер, промежутки между которыми заполнены насыщенным раствором нитрата диспрозия в глицерине (диаметр сфер $d = 260$ нм; диэлектрические константы для кварца и магнитной жидкости: $\epsilon_{silica} = 2.0$, $\epsilon_{liquid} = 2.2$; индукция внешнего магнитного поля $B_{ext} = 33.5$ мТл, $Q = 1 \cdot 10^{-7}$) (см. вставку). Сплошная линия – теоретическая зависимость, определенная по формуле (2). Экстремум фотонной зоны соответствует $\lambda_{..} = 566.5$ нм [2]

На основании полученных данных была создана качественная модель интерпретации полученных результатов. Обнаружено, что для возникновения усиления эффекта Фарадея необходимо, чтобы фазовые скорости ТЕ- и ТМ-мод были близки к друг к другу. В то же время, для максимального оптического прохождение важно, чтобы совпадали границы фотонных запрещенных зон для обеих основных мод системы.

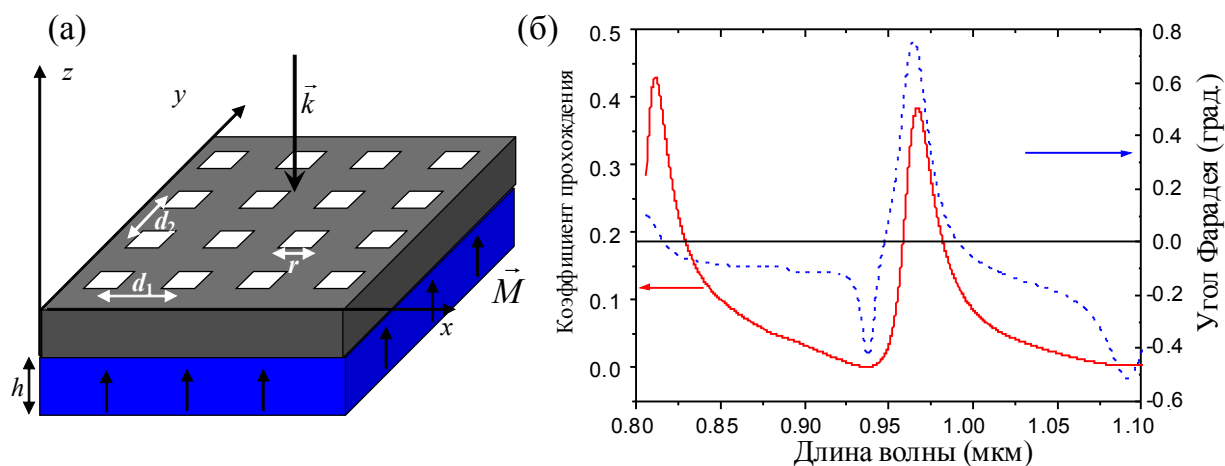


Рис. 2. (а) Рассматриваемая система. Световая волна с волновым вектором \vec{k} падает по нормали на металло-диэлектрическую систему. Металлическая пластина (Au) периодически перфорирована системой квадратных отверстий, образующих прямоугольную решетку периодами d_1 и d_2 . Размер отверстий равен r . Диэлектрический слой (висмутовый феррит-гранат) толщины h намагничен в полярной геометрии (вдоль оси OZ). (б) Спектры оптического прохождения (сплошная линия) и угла Фарадея (пунктирная линия). Толщина золотого слоя 68 нм и магнитной пленки -118 нм; $d_1 = d_2 = 750$ нм, $r = 395$ нм [3].

Оптимизация рассматриваемых структур в отношении их возможных применений позволяет создавать новые оптические элементы. В частности, предложены схемы ряда новых элементов оптики: оптического изолятора, магнитооптической призмы, сенсора магнитного поля [4]. Все указанные устройства являются перестраиваемыми во внешнем магнитном поле.

Литература

1. M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, *et al.*, J. Appl. Phys. **85**, 5768 (1999).
2. V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin, JOSA B, **22**, 286 (2005).
3. V.I. Belotelov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin, Phys. Rev. Lett. **98**, 77401 (2007).
4. M. Vasiliev, K.E. Alameh, V.I. Belotelov, V.A. Kotov, A.K. Zvezdin, IEEE J. Lightwave Techn. **24**, 2156 (2006).

СИНТЕЗ НОВЫХ ФАЗ УГЛЕРОДА

Профессор *Гусева М.Б.*, ст.науч.сотр. *Бабаев В.Г.*,
ст.науч.сотр *Хвостов В.В.*, инженер *Коробов Ю.С.*

Углерод – уникальный элемент своей способностью образовывать разные типы химических связей путем гибридизации атомных орбиталей. В молекулах углеродных соединений проявлено три типа связей sp^3 (метан, этилен), sp^2 (бензол, полиацетилен) sp (ацетилен). Первые два типа связей реализованы в природных углеродных материалах алмазе и графите. Веществ на основе sp связей природа не показала. Углеродная фаза на основе sp гибридизации (карбин) была синтезирована человеком (ИНЭОС 1960 г.). Человек же привел к жизни промежуточные типы гибридизации связей sp^n где $2 < n < 3$ (фуллурены и нанотрубки) и циклоуглероды sp^n с $1 < n < 2$. Но эти синтетические модификации реализованы в нанофазах.

К наноматериалам относятся такие структуры, которые хотя бы в одном измерении имеют наноразмеры. К ним относятся сверхтонкие пленки нановолокна (нанонити) и нанокристаллы (квантовые точки). Как правило в наноматериалах сохраняется кристаллическая структура макрофаз и их особые свойства связаны с размерными эффектами.

3-е тысячелетие началось как эра наноматериалов и нанотехнологий и углероду предстоит сыграть в нем ответственную роль. В углеродных материалах наряду с традиционными структурами (наноалмаз, графен) могут реализоваться структуры неизвестные в макроматериалах. Таким новым углеродным нанофазам (это линейно-цепочечный углерод (ЛЦУ) и ГЦК углерод), синтезированным в нашей лаборатории, посвящен доклад.

Линейно-цепочечный наноуглерод впервые нами был синтезирован методом ионно-стимулированной конденсации – вакуумной конденсации углерода в сочетании с ионным облучением подложки и конденсата ионами аргона [1]. Затем он был получен при лазерной абляции графита совместно с Университетом Пуатье (Франция) и ударно-волновом воздействии на графит совместно с ИФТАН [2].

Наибольший интерес представляет двумерно упорядоченные пленки линейно-цепочечного углерода и волокнистый углерод.

Созданы волокнистые углеродные материалы, состоящие из одномерных нанонитей, которые обладают уникальными эмиссионными свойствами, совершенно непохожими на свойства нанотрубок и значительно их превосходящими по своим эмиссионным свойствам. Эмиттеры на основе нашего материала позволят решить проблему возрождения эмиссионной электроники на решение которой были ангажированы нанотрубки. Существенным преимуществом данного материала состоит также и в том,

что он технологически намного превосходит нанотрубки и на порядки дешевле, что делает возможным его массовое производство.

Созданный на основе ЛЦУ двумерный наноматериал в виде тонких монокристаллических и высоко ориентированных пленок [1,3,4] позволил создать одномерный материал для электроники, в котором углеродные цепочки ориентированы строго перпендикулярно подложке за счет ориентирующего действия подложки. Совместно со Станфордским университетом (США) было показано, что эти пленки обладают высокой анизотропией проводимости в направлении перпендикулярном подложке и параллельном подложке. В направлении перпендикулярном подложке реализуется механизм квантовой проводимости (движение без рассеяния). Это проявляется в туннельной прозрачности нанопленок ЛЦУ вплоть до толщин порядка 100нм. Эти свойства ориентированных слоев углерода позволили создать электронно прозрачные пленки для вакуумной электроники, электронные инжекторы не только в полупроводники но даже в такие диэлектрики, как SiO_2 , что открывает интересные перспективы для твердотельной электроники (электронные инжекторы для светоизлучающих структур), а также для вакуумной электроники - высокоэффективные умножители электронов для ЭОПов нового поколения, конверторы электронов и ионов и т.д.

Исследования последних лет подтвердило существование еще одной, в соответствии с принятой классификацией, четвертой аллотропной формы углерода, в которой связи между атомами углерода образуются из негибридизованными электронными орбиталями. Это так называемая ГЦК фаза углерода [5]. Показано, как меняются электрофизические свойства алмаза при введении в него в качестве примеси ГЦК-углерода. Диэлектрический алмаз превращается в полупроводниковый с электронным типом проводимости, что само по себе является уникальным результатом, так как проблема создания алмаза n-типа остается нерешенной задачей технологии микроэлектроники. Это является препятствием для создания базового элемента электроники p-n перехода на основе алмаза.

Литература

1. V.G.Babaev, M.B.Guseva, «Ion-assisted condensation of carbon», in: Carbyne and Carbynoid Structures, ed. by R.B.Heimann, S.E.Evsyukov, L.Kavan, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht/Boston/London, 1999, pp. 159 - 171.
2. T.I.Borodina, M.B.Guseva, V.G.Babaev, A.Z.Zhuk, V.V.Khvostov «Shock induced transformations of carbyne», Journal of Applied Physics, 1996, v.80, N7, p.3757.

3. V.Babaev, M.Guseva, V.Khvostov, N.Novikov, P.Flood, Carbon Material with Highly Ordered Linear-Chain Structure, in "POLYYNES - Synthesis, Properties, Applications", edr. Fr.Cataldo, CRC press, USA, pp.219-252, 2005
4. Yu.P.Kudryavtsev, Sergey Evsyukov, Malvina Guseva, Vladimir Babaev, and Valery Khvostov, "CARBYNE-A LINEAR CHAINLIKE CARBON ALLOTROPE", Chemistry and Physics of Carbon, A series of Advances, New York, Marcel Dekker, Inc., Edited by Peter A. Thrower, 1997, vol.25, p.1-69.
5. М.Б.Гусева, В.Г.Бабаев, И.Ю.Коняшин, Н.Ф.Савченко, В.В.Хвостов, Ю.А.Коробов, В.Гудень, А.П.Дементьев, «Новая фаза углерода с ГЦК-структурой», Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования», 2004, №3, с. 28-35.

Подсекция:
ФИЗИКА
КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ
И ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

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

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ С ОДНООСНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Вед. науч. сотр. *Рандошкин В.В.*, аспирант *Мастин А.А.*,
профессор *Сысоев Н.Н.*

Фундаментальными особенностями процесса жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава, с помощью которой выращивают монокристаллические пленки феррит-гранатов (МПФГ), являются нестационарность начальной стадии эпитаксиального роста и протекание процесса твердофазной диффузии по время роста пленки. Как следствие, на границе пленка/подложка образуется переходной поверхностный слой, отличающихся по химическому составу и магнитным параметрам от основного объема пленки. Другими словами, все реальные МПФГ являются, как минимум, двухслойными.

Целью настоящей работы являлось исследование динамического поведения векторов намагниченности в двухслойных магнитоодносных пленках, в которых слои отличались одним из следующих параметров: приведенным параметром затухания Ландау-Лифшица Λ (и, следовательно, безразмерным параметром затухания Гильберта α); эффективным значением гиромагнитного отношения γ , намагниченностью насыщения $4\pi M$; константой одноосной магнитной анизотропии K ; толщиной h .

Система уравнений, описывающая движение доменной стенки (ДС) в двухслойной пленки, имеет вид [1]:

$$\begin{aligned} \frac{2M}{\gamma} (\dot{q} - \alpha \Delta \dot{\psi}) &= 4\pi \Delta M^2 \sin 2\psi - 4\Delta A \nabla^2 \psi, \\ \frac{2M}{\gamma} \left(\dot{\psi} + \frac{\alpha}{\Delta} \dot{q} \right) &= 2MH + \sigma \nabla^2 q, \end{aligned}$$

где $q = q(z, t)$ – профиль ДС, $\psi = \psi(z, t)$ – угол выхода вектора намагниченности из плоскости ДС, Δ – ширина ДС, H – внешнее магнитное поле, σ – плотность энергии ДС. Граничными условиями являются непрерывность q , ψ и их производных на границе слоев и равенство нулю производных на поверхности.

Решение данной системы получено методом прогонки [2], модифицированным для решения системы уравнений с разрывными коэффициентами, и сводится к численному расчету зависимостей $q = q(z, t)$ (рис.1, *a*) и $\psi = \psi(z, t)$ (рис.1, *b*), с помощью которых определяли скорость ДС $V = V(z, t)$ (рис.1, *c*). На рис.1 в качестве примера показаны Эти зависимости от координаты z и времени t на рис.1 приведены для случая стационарного движения ДС в пленке с разным параметром затухания в слоях.

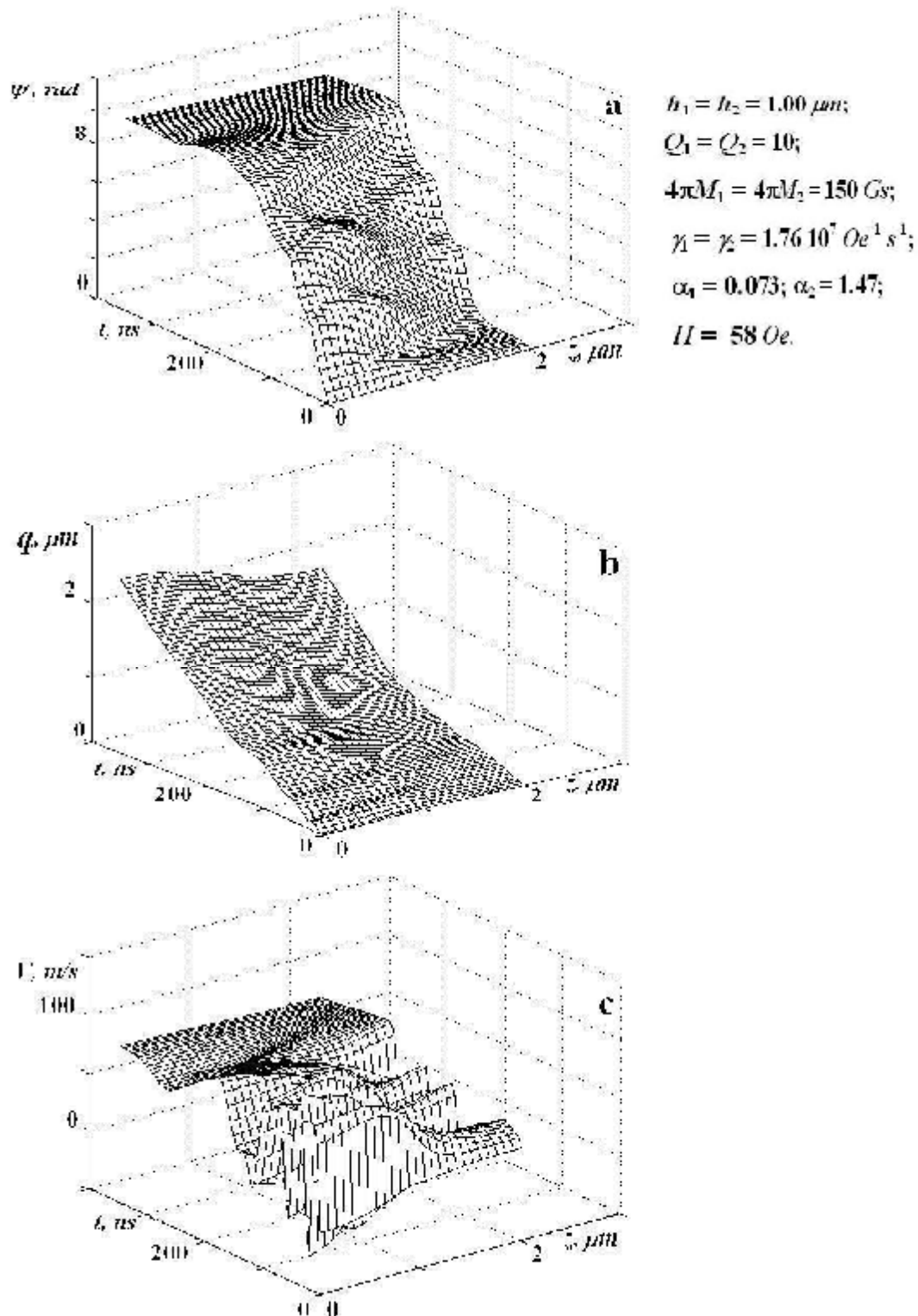


Рис.1

В двухслойных пленках движущаяся ДС является искривленной по толщине пленки. В малых полях H в обоих слоях устанавливается стационарное движение ДС, при

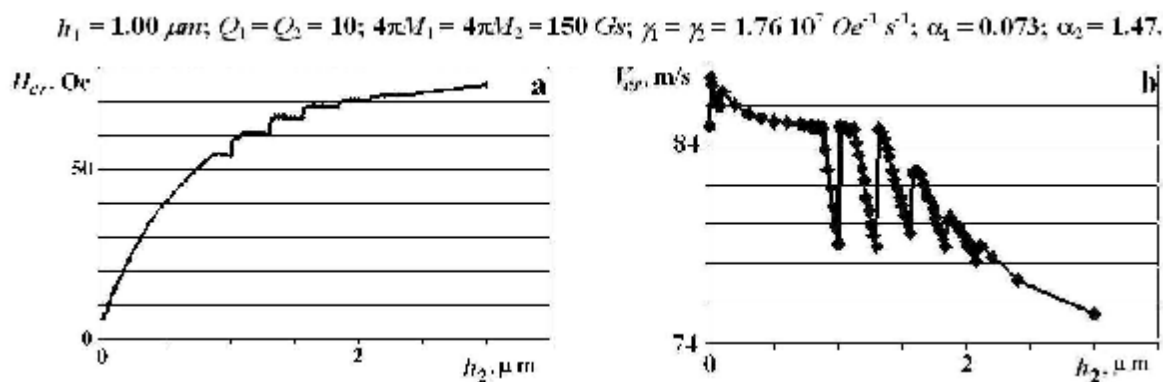


Рис.2

этом могут иметь место несколько режимов стационарного движения ДС. За пороговое поле срыва стационарного движения ДС H_{cr} принимали такое значение H , после превышения которого угол ψ монотонно увеличивается со временем. При нестационарном движении ДС на временных зависимостях q , ψ и V повторяются участки одинаковой формы. Эффективное значение безразмерного параметра затухания в двухслойной пленке больше, чем значение α в слое с меньшей диссипацией, но меньше, чем значение α в слое с большей диссипацией. На зависимости H_{cr} от константы одноосной магнитной анизотропии в одном из слоев имеет место максимум, когда константы анизотропии в слоях совпадают. Скорость срыва стационарного движения ДС V_{cr} в двухслойной пленке с разной намагниченностью насыщения в слоях занимает промежуточное значение между ее значениями в однослойных аналогах слоев.

Наличие тонкого слоя с большим затуханием на слое с малым затуханием приводит к увеличению скорости срыва стационарного движения ДС. На зависимости порогового поля срыва стационарного движения от толщины слоя с большей диссипацией могут иметь место «ступеньки» (рис.2, а), а на зависимости скорости срыва стационарного движения ДС от толщины этого слоя – «осцилляции» (рис.2б).

Литература

1. А. Малоземов, Дж. Слонзуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982, 382 с.
2. А.А. Самарский, А.В. Гулин. Численные методы математической физики. М.: Научный мир, 2000, 316 с.

ОСОБЕННОСТИ ИМПЕДАНСА ПОРИСТОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ С АДСОРБИРОВАННОЙ ВОДОЙ

Физик *Королев Ф.А.*, профессор *Козлов С.Н.*

В последние годы все более пристальное внимание исследователей привлекают необычные свойства воды, заключенной в пористые твердотельные матрицы [1-2]. Помимо уже известного эффекта – снижения температуры фазового перехода «вода – лед» в нанокапиллярах, недавно обнаружены особенности диэлектрической релаксации воды, а также выявлен новый структурный фазовый переход (“fragile-strong”) в воде при пониженных температурах [3]. Большое внимание уделяется также механизмам протонного транспорта в воде [4].

В настоящей работе исследованы особенности электрического транспорта в пористом оксиде алюминия с адсорбированной водой в области температур 250 – 290 К. В качестве твердотельных нанопористых матриц использовались плёнки пористого оксида алюминия с порами диаметром 10 нм и 100 нм. Образцы $\text{por-Al}_2\text{O}_3$ были получены путём двухступенчатого анодирования тонкой алюминиевой фольги в электролитах двух типов: серной и щавелевой кислотах. Анодное напряжение при изготовлении образцов составляло 10 В, а температура 2⁰С. Сверху на образцы наносился проницаемый для молекул воды электрический контакт из серебряной пасты, вторым контактом служила алюминиевая фольга. Измерения импеданса экспериментальных структур проводились на автоматизированном импеданс-анализаторе HP 4192A в диапазоне частот 5 Гц – 13 МГц при амплитуде возбуждающего сигнала 50 мВ.

После насыщения пористой матрицы адсорбированной водой действительная и мнимая составляющие проводимости системы $\text{por-Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ увеличивались на несколько порядков. Это свидетельствует об определяющей роли адсорбированной воды в электропереносе по системе $\text{por-Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$. Экспериментальные зависимости действительной части проводимости этой системы от мнимой (Cole-Cole кривые) хорошо описывались эквивалентной схемой, показанной на рис.1. Элемент постоянной фазы (CPE) вводится для описания дисперсии физических величин в гетерогенных системах. Его основными параметрами являются: амплитуда B – константа для данных условий эксперимента, и фаза n , принимающая значе-

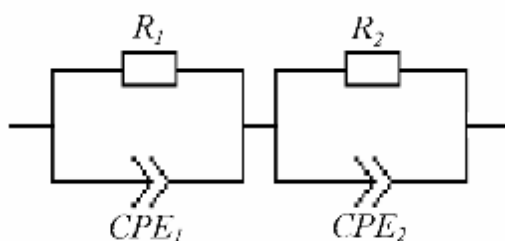


Рис. 1. Эквивалентная схема исследуемых структур

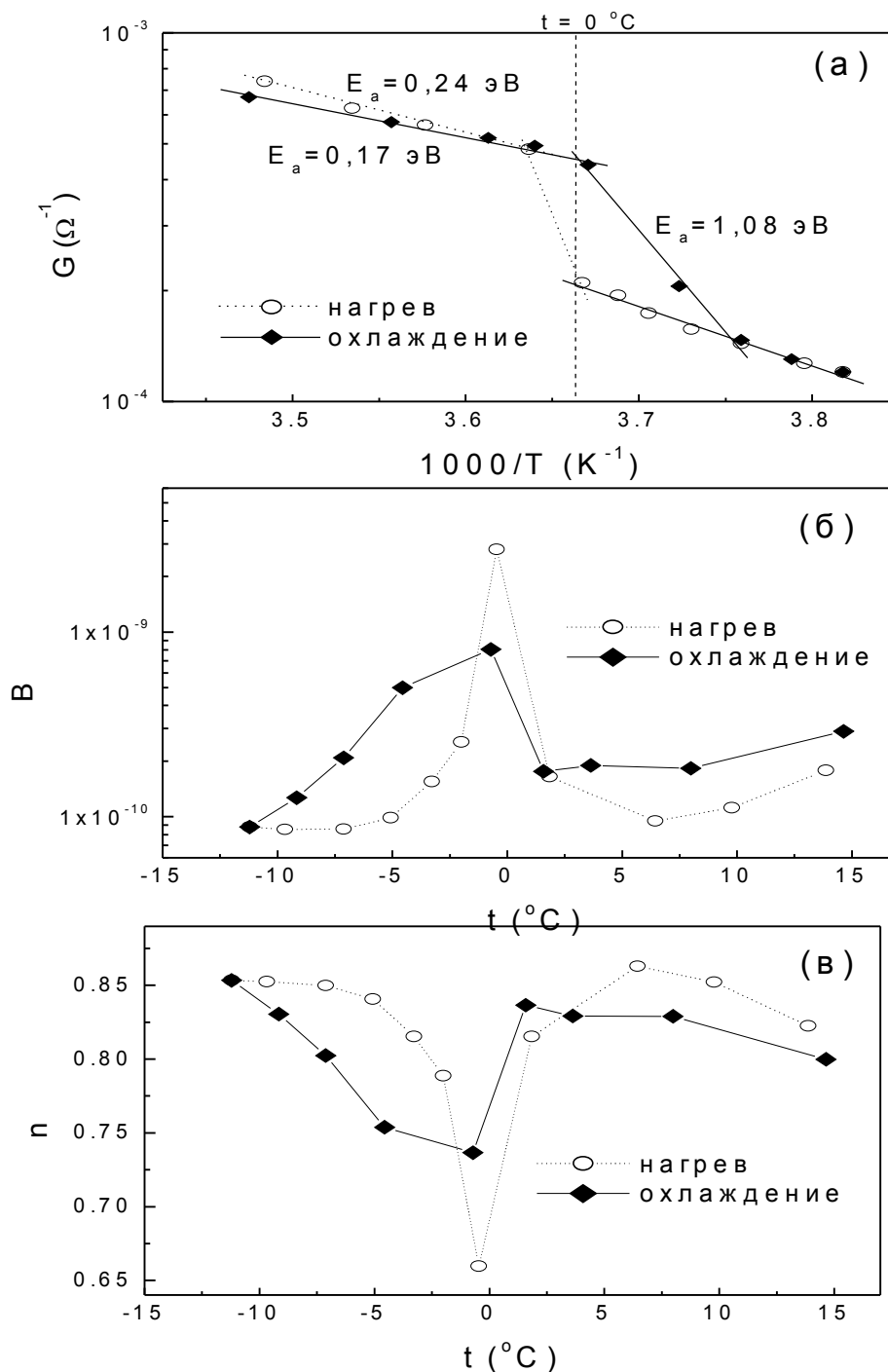


Рис. 2. Температурные зависимости характеристик структуры $\text{por-Al}_2\text{O}_3\text{-H}_2\text{O}$ ($d_{\text{пор}} = 100$ нм): проводимости (а), амплитуды (б) и фазы (в) CPE_1

ния от 0 до 1 в зависимости от микроскопической среды, в которой происходит процесс переноса заряда. При $n=1$ CPE идентичен идеальной ёмкости, а при $n=0$ – сопротивлению. Цепочка $R_1\text{-CPE}_1$ описывает в приведенной эквивалентной схеме перенос заряда по нанокapиллярам воды, цепочка $R_2\text{-CPE}_2$ отражает зарядовый транспорт сквозь тонкую пленку плот-

ного оксида алюминия на границе Al-por-Al₂O₃. На рис.2 представлены зависимости от температуры параметров, характеризующих цепочку R₁–СРЕ₁ для образца por-Al₂O₃ с порами диаметром 100 нм. Видно, что все параметры претерпевают существенные изменения в области температур вблизи фазового перехода вода – лед, что свидетельствует о кардинальной перестройке структурной сетки водородно-связанных молекул воды в порах твердотельной матрицы. Похожие изменения параметров цепочек R₁–СРЕ₁ наблюдались для образцов por-Al₂O₃ с порами меньших диаметров, однако при этом регистрировалось существенное понижение температур, при которых происходят резкие изменения параметров.

В качестве примера на рис.3 приведена зависимость проводимости системы por-Al₂O₃–H₂O от обратной температуры для образца por-Al₂O₃ с порами диаметром 10 нм. На этой зависимости также четко выявляются две области с различными энергиями активации проводимости. В высокотем-

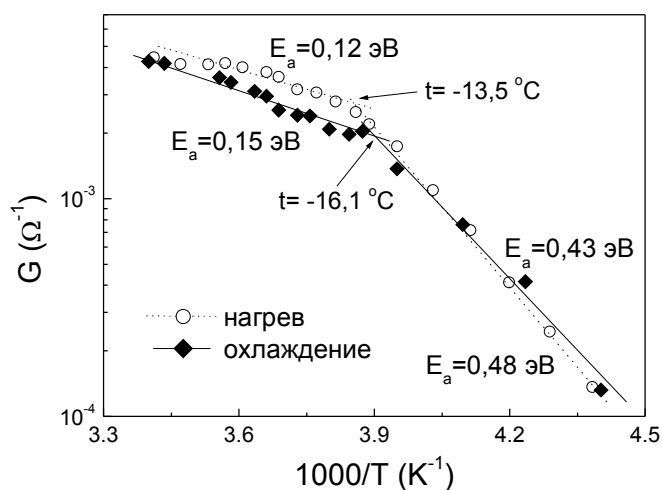


Рис. 3. Зависимость проводимости структуры por-Al₂O₃–H₂O от обратной температуры ($d_{\text{пор}} = 10$ нм)

пературной области энергия активации мала ($\sim 0,1$ эВ), что согласуется с известными данными по энергии активации протонного транспорта по «объемной» воде. Температура, соответствующая переходу к области с более высокой энергией активации ($-13,5^{\circ}\text{C}$), соответствует температуре фазового перехода вода – лед в капиллярах диаметром 10 нм. Увеличение энергии активации в низкотемпературной области до $\sim 0,5$ эВ связано с тем, что при передаче протона от одной молекулы H₂O к другой требуется поворот молекулы, принимающей протон, который затруднителен в структуре льда. Отметим, что ранее регистрировались близкие по величине энергии активации протонного транспорта в кристаллах «объемного» льда.

Характерный температурный гистерезис между двумя процессами – кристаллизации и плавления льда, наблюдавшийся нами (см. рис.2-3), связан с задержкой процесса кристаллизации из-за конечного времени формирования зародышей льда в нанопорах оксида.

Литература

1. E. Mamontov, J. Chem. Phys. **123**, 024706 (2005).
2. M.C. Bellissent-Funel, Eur. Phys. J. E **12**, 83 (2003).
3. L. Liu, S.-H. Chen, A. Faraone, C.-W. Yen, C.-Y. Mou. Phys. Rev. Lett. **95**, 117802 (2005).
4. J. Han, X. Zhou, H. Liu, J. Power Sources, **161** (2), 1420 (2006).

СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ $R_2(\text{Fe,Co})_{14}\text{B}$, $R(\text{Fe,Co})_{11}\text{Ti}$ И ИХ ГИДРИДАХ

Науч. сотр. *Панкратов Н.Ю.*, профессор *Никитин С.А.*

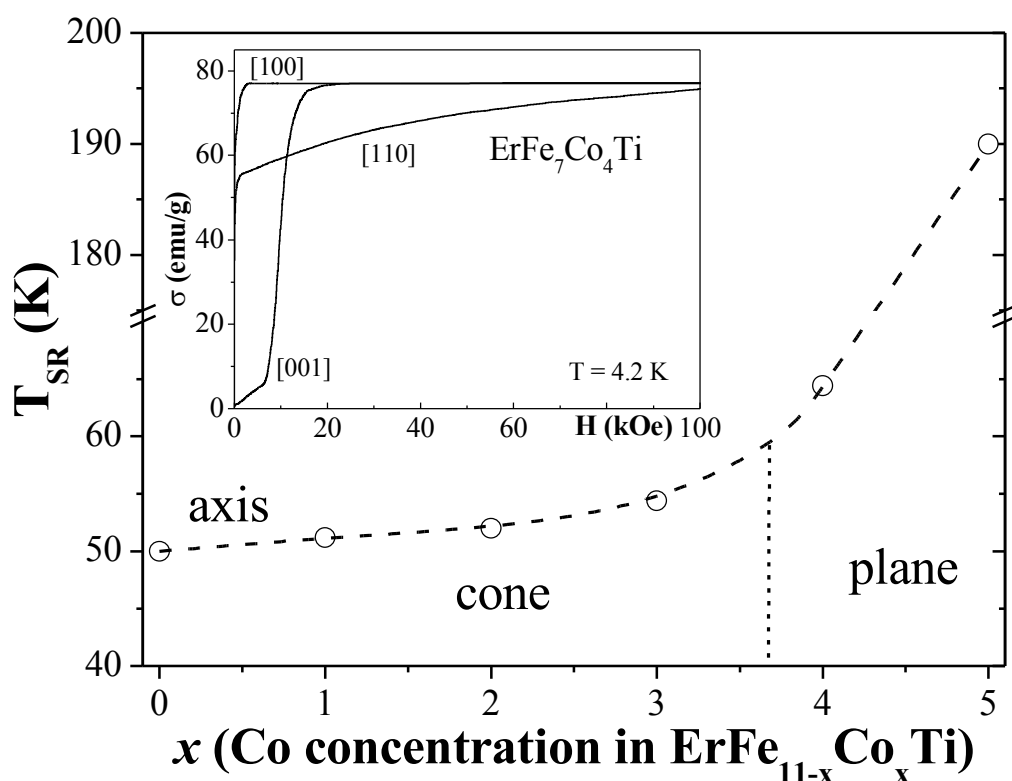
Спин-переориентационные переходы (СПП) в магнитоупорядоченных веществах обусловлены переориентацией вектора намагниченности относительно кристаллических осей при изменении температуры или магнитного поля, и они часто встречаются в редкоземельных ферро- и ферри-магнетиках [1]. Материалы, обладающие различными типами СПП, могут представлять интерес для прикладного использования в качестве магнитных переключателей и термомагнитных датчиков.

Соединения $R_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ кристаллизуются в структуре типа $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ с пространственной группой симметрии $R4_2/mnm$ [2] (элементарная ячейка содержит четыре формульные единицы). Атомы железа находятся в шести различных кристаллографических положениях ($4e$, $4c$, $8j_1$, $8j_2$, $16k_1$, $16k_2$), редкоземельные атомы - в двух ($4f$, $4g$), атомы бора - в одном ($4f$). Соединения $R\text{Fe}_{11}\text{Ti}$ обладают тетрагональной кристаллической решеткой типа ThMn_{12} с пространственной группой $I4/mmm$ [3]. Элементарная ячейка содержит 26 атомов. Редкоземельный атом занимает одну высокосимметричную позицию ($2a$), а атомы железа и титан три неэквивалентных позиции ($8i$, $8j$, и $8f$). В соединениях $R\text{Fe}_{11}\text{Ti}$ наблюдаются высокие температуры Кюри (T_C) (выше 600 К). Некоторые из этих соединений обладают высокой магнитокристаллической анизотропией (МКА) и могут быть использованы как материалы для производства постоянных магнитов. Замещение железа на кобальт приводит к увеличению температуры Кюри и изменению МКА $3d$ -подрешетки [4].

Целью данной работы являлось проведение исследований СПП в редкоземельных (РЗ) интерметаллических соединениях $R_2(\text{Fe,Co})_{14}\text{B}$, $R(\text{Fe,Co})_{11}\text{Ti}$ ($R = \text{Nd, Tb, Er}$) и их гидридах. Отличительной особенностью данной работы является проведение магнитных измерений также на гидридах монокристаллических образцов.

Исходные соединения $R(\text{Fe,Co})_{11}\text{Ti}$ ($R = \text{Tb, Er}$) и $R_2(\text{Fe,Co})_{14}\text{B}$ ($R = \text{Nd, Er}$) были синтезированы методом индукционной высокочастотной плавки. Однофазность образцов контролировалась методами рентгенографического фазового анализа и металлографии. Гидриды интерметаллических соединений были синтезированы в камере реактора высокого давления в лаборатории prof. H. Drulis (INTiBS PAN). Были получены монокристаллы гидридов $R(\text{Fe,Co})_{11}\text{TiH}$ с концентрацией водорода 1 атом водорода на формульную единицу и порошковый гидриды $R_2(\text{Fe,Co})_{14}\text{BH}_y$ с максимальной концентрацией водорода.

Результаты рентгеноструктурного анализа показали, что тип кристаллической решетки не изменяется при гидрировании, однако наблюдается увеличение объема элементарной ячейки при гидрировании. При увеличении концентрации кобальта наблюдалось уменьшение объема элементарной ячейки, как в исходных соединениях, так и в гидридах.



Установлено, что в соединениях $\text{Er}(\text{Fe,Co})_{11}\text{Ti}$ температуры СПП (T_{SR}) возрастают с увеличением концентрации кобальта и определяются конкуренцией магнитокристаллической анизотропии (МКА) 3d-подрешетки и подрешетки эрбия. Найдено, что соединения $\text{Er}(\text{Fe,Co})_{11}\text{Ti}$ при комнатной температуре имеют одноосную МКА, а при $T < T_{\text{SR}}$ – легкий конус при концентрации кобальта $x \leq 3$. Для более высо-

ких концентраций кобальта существует легкоплоскостная МКА при низких температурах.

Установлено, что в $Tb(Fe,Co)_{11}Ti$, в отличие от системы $Er(Fe,Co)_{11}Ti$, температура СПП уменьшается с увеличением концентрации кобальта. Обнаружено, что соединение $TbFe_6Co_5Ti$ обладает одноосной анизотропией во всем интервале температур ниже температуры Кюри.

Показано, что замещение Fe атомами кобальта и внедрение атомов водорода в кристаллическую решетку $Er(Fe,Co)_{11}Ti$ и $Tb(Fe,Co)_{11}Ti$ влияет противоположным образом на температуру СПП. Плоскостная анизотропия $ErFe_7Co_4Ti$ подавляется при гидрировании, что объясняется увеличением вклада 3d-подрешетки в магнитную анизотропию соединений $Er(Fe,Co)_{11}Ti$ при введении атомов водорода в кристаллическую решетку, а при гидрировании $TbFe_6Co_5Ti$, наоборот, подавляется одноосная анизотропия.

Определены температурные и концентрационные зависимости пороговых полей в $ErFe_7Co_4Ti$, $ErFe_6Co_5Ti$, $TbFe_6Co_5Ti$ и $TbFe_6Co_5TiH$, при которых происходят СПП первого рода, индуцированные магнитным полем.

Показано, что в соединениях $R_2(Fe,Co)_{14}V$ магнитокристаллические взаимодействия возрастают при замещении Fe на Co. Высоко-полевые (до 500 кЭ) измерения намагниченности монокристалла $Er_2Fe_{14}V$ вдоль и перпендикулярно тетрагональной оси с показали, что ось легкого намагничивания ориентирована в базисной плоскости при $T < T_{sr}$ и вдоль оси c при $T > T_{sr}$. Скачок намагниченности при $H \perp c$ наблюдается при критическом поле $H_{cr} > 420$ кЭ, что говорит о возникновении угла между намагниченностями подрешеток Er и Fe при $H > H_{cr}$ и трансформации ферримагнитной структуры.

Показано, что соединения $Nd_2(Fe,Co)_{14}VH_{4.1}$ обладают анизотропией типа легкий конус при температурах ниже T_{SR} , а в интервале от T_{SR} до температуры Кюри одноосной анизотропией. Установлено, что если в соединениях $Nd_2Fe_{14-x}Co_xV$ замещение железа на кобальт приводит к монотонному уменьшению температуры СПП, а в случае гидридов T_{SR} уменьшается до концентрации кобальта $x \leq 6$, и сильно возрастает при концентрациях кобальта $x > 6$.

Таким образом, влияние кобальта на СПП и МКА в системах $Er(Fe,Co)_{11}Ti$, $Er_2(Fe,Co)_{14}V$ и $Nd_2(Fe,Co)_{14}V$, $Tb(Fe,Co)_{11}Ti$ является противоположным. В соединениях $Tb(Fe,Co)_{11}Ti$, $Nd_2(Fe,Co)_{14}V$ кобальт усиливает одноосную анизотропию, а в $Er(Fe,Co)_{11}Ti$, $Er_2(Fe,Co)_{14}V$ индуцирует плоскостную анизотропию при низких температурах и уменьшает область одноосной анизотропии. Этот эффект можно объяснить тем что магнитные моменты ионов Tb и Nd по сравнению с ионами Er противоположным образом ориентируются в кристаллическом поле, вследствие того что коэффициенты Стивенса отрицательны для Tb^{3+} , Nd^{3+} и положительны для Er^{3+} .

Данный коэффициент определяет ориентацию анизотропного электронного облака 4f-электронов относительно результирующего магнитного момента РЗ иона.

Работа поддержана грантами Президента Российской Федерации для поддержки ведущих научных школ НШ-8701.2006.2, для поддержки молодых российских ученых МК-2701.2006.2 и грантом РФФИ № 05-02-16361.

Литература

1. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М. Наука, 1979, 317 с.
2. Herbst J.F., Review of Modern Physics, 63(4) (1991) 819.
3. Rare Earth Iron Permanent Magnets, ed. J.M.D.Coe, Oxford University Press, Oxford. 1996.
4. Buschow K.H.J., de Mooij D.B., Brouha M. IEEE Trans. Magn. 1988, v. 24(2) p.1611.

НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА В КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ДВУХФОТОННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭКСИТОНОВ

Аспирант *Умайер Т.*, науч.сотр. *Лясковский В.Л.*, аспирант *Кабанин Д.А.*, доцент *Жуков Е.А.*

Особенности нелинейного пропускания отдельных мощных ультракоротких импульсов цуга лазера, работающего в режиме синхронизации мод, коллоидным раствором квантовых точек CdSe/ZnS в случае двухфотонного резонансного возбуждения основного оптического перехода объяснены явлениями *двухфотонного поглощения и самодефокусировки*. При больших уровнях накачки зарегистрирован эффект ограничения при двухфотонном возбуждении экситонов, проявляющийся в стабилизации амплитуды ультракоротких импульсов света, прошедших через кювету с квантовыми точками.

Для изучения особенностей нелинейного поглощения и преломления коллоидного раствора полупроводниковых квантовых точек (КТ) CdSe/ZnS в гексане при двухфотонном резонансном возбуждении основного перехода импульсами Nd:YAG-лазера (1,165 эВ), работающего в режиме синхронизации мод, были подобраны образцы КТ CdSe/ZnS подходящего размера (радиуса), полученные методом метало-органического синте-

за. Их концентрация в коллоидном растворе около 10^{17} см⁻³. На рис.1 приведены спектры пропускания и фотолюминесценции исследуемого образца КТ. Их радиус ($2,4 \pm 0,4$ нм) определен из сравнения энергии основного электронно-дырочного перехода $1S_{3/2}(h) \rightarrow 1S(e)$ (энергии минимума и определяемой дисперсией размеров КТ полуширины неоднородно уширенного спектра пропускания) с результатами теоретических зависимостей энергий размерного квантования КТ CdSe от их радиуса [1].

Как видно из Рис.1, возможно двухфотонное резонансное возбуждение образца с КТ CdSe/ZnS (суммарная энергия двух фотонов указана вертикальной стрелкой) излучением основной частоты лазера. При этом преимущественно возбуждаются КТ с радиусом

2,45 нм (переход $1S_{3/2}(h) \rightarrow 1S(e)$) и с радиусом

2,6 нм (переход $1P_{3/2}(h) \rightarrow 1S(e)$). Для измерения нелинейного пропускания КТ при резонансном двухфотонном возбуждении использовался простой метод, в котором сравнивалось отношение энергий отдельных ультракоротких импульсов цуга лазера на входе и выходе из кюветы с коллоидным раствором КТ. Для этого одновременно регистрировались цуг импульсов Nd:YAG-лазера разной интенсивности (длительность импульса – 30пс, период повторения импульсов – 7нс), прошедший через кювету толщиной 1 мм с коллоидным раствором КТ CdSe/ZnS, и часть излучения (цуг импульсов) на входе в образец, задержанная на 3 нс с помощью оптической линии задержки. Осциллограмма цуга падающих и прошедших через кювету с коллоидным раствором КТ CdSe/ZnS в гексане импульсов приведена на Рис.2.

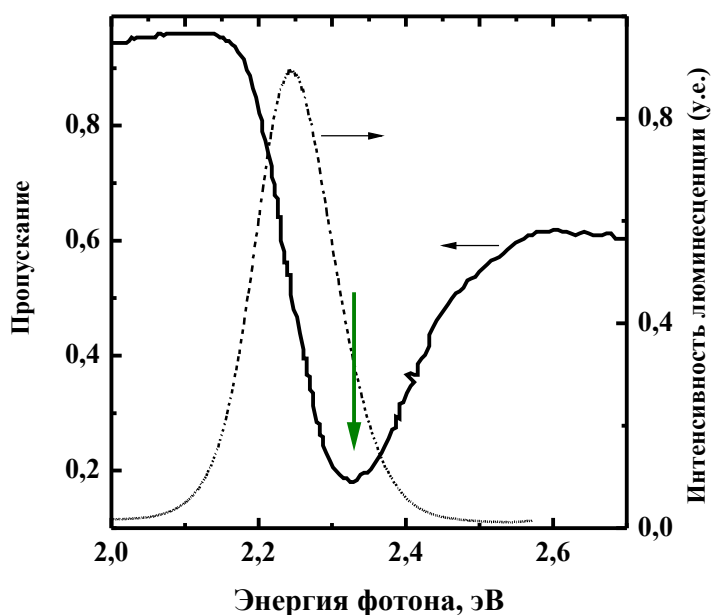


Рис. 1. Спектры пропускания и люминесценции коллоидного раствора КТ CdSe/ZnS в гексане. Вертикальной стрелкой указана суммарная энергия двух фотонов излучения лазера, использованного для резонансного двухфотонного возбуждения

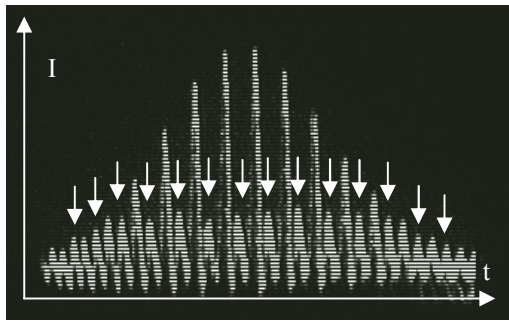


Рис.2. Оциллограмма импульсов лазера падающих и прошедших через кювету с коллоидным раствором квантовых точек CdSe/ZnS в гексане. Стрелками указаны импульсы на выходе из кюветы

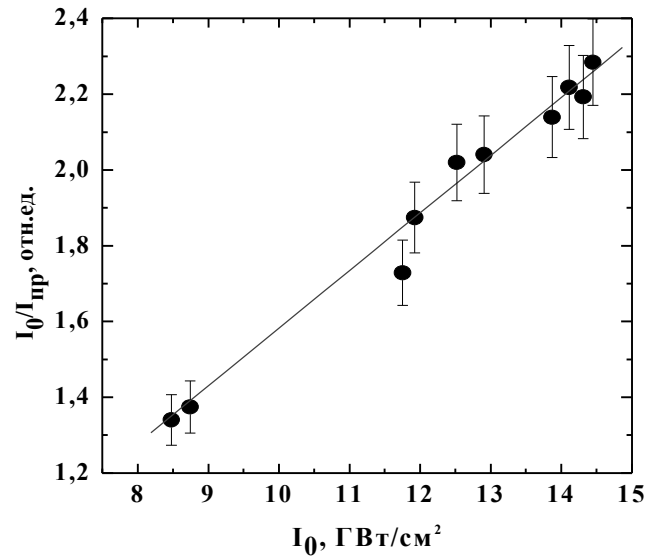


Рис.3. Зависимость I_0 / I_{np} от I_0 для коллоидного раствора квантовых точек CdSe/ZnS в гексане

В этом эксперименте все прошедшее через кювету с КТ излучение собиралось на приемнике (ограничивающая диафрагма отсутствовала). Экспериментальная зависимость I_0 / I_{np} от I_0 (где I_0 и I_{np} значения энергии импульсов цуга лазера на входе и на выходе из кюветы, соответственно), приведенная на Рис.3, аппроксимирована прямой, угол наклона которой позволил определить коэффициент двухфотонного поглощения и мнимую часть нелинейной кубической восприимчивости [2] для исследуемого образца коллоидного раствора КТ CdSe/ZnS: $\beta = 1,52 \pm 0,25$ см/ГВт; $\text{Im} \chi^{(3)} \equiv \beta c^2 n^2 / (32\pi^2 \omega) \cong 5,6 \times 10^{-13}$ см³ эрг⁻¹. При уровнях возбуждения более 6 ГВт/см² наблюдалась стабилизация амплитуды ультракоротких импульсов света, прошедших через кювету с квантовыми точками, что объясняется эффектом ограничения при двухфотонном возбуждении экситонов [2].

Зная величину уровня ограничения, по формуле $I_{огр} \approx 1/\beta z$ (z — толщина кюветы) можно также оценить величину двухфотонного поглощения: $\beta = 1,56 \pm 0,35$ см/ГВт. Истинное значение уровня ограничения, видимо, несколько больше. К его уменьшению могут приводить процессы поглощения света на двухфотонно-возбужденных носителях и генерации второй гармоники. Если первый процесс вполне вероятен т.к. эффективная двухфотонно-возбужденная фотолюминесценция наблюдалась в эксперименте,

то излучение на частоте второй гармоники не было зарегистрировано, что, по-видимому, говорит о малой эффективности такого процесса в исследуемых точках. Использование диафрагмы между кюветой и фотоприёмником позволяет измерить нелинейное изменение коэффициента преломления КТ. Осциллограмма цуга падающих и прошедших через кювету с коллоидным раствором КТ CdSe/ZnS в гексане импульсов в этом случае приведена на Рис.4. Мы предполагаем, что значительное нелинейное уменьшение амплитуды прошедших через образец импульсов при использовании диафрагмы возникает из-за нелинейного изменения показателя преломления коллоидного раствора КТ CdSe/ZnS Δn (явление самодефокусировки: $\Delta n < 0$).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 05-02-17604 и № 06-02-90869).

Литература

1. A.I.Ekimov, F.Hache, M.C.Schanne-Klein, D.Ricard, C.Flytzanis, I.A.Kudryavtsev, T.V.Yazeva, A.V.Rodina, A.L.Efros, J. Opt. Soc. Am. **B** **10**, 100 (1993).
2. Д.Н.Клышко «Физические основы квантовой электроники» М. «Наука» (1986).

СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ СИНИХ СВЕТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ p-n-ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/AlGaIn/GaN

Аспирант *Бадгутдинов М.Л.*, профессор *Юнович А.Э.*

Оптические и электрические свойства гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaIn/AlGaIn/GaN интенсивно исследуются в последнее десятилетие в связи с перспективами их широкого применения, в частности, для энергосберегающего освещения [1]. В последние годы эти исследования проводились совместно с промышленными группами в России, кото-

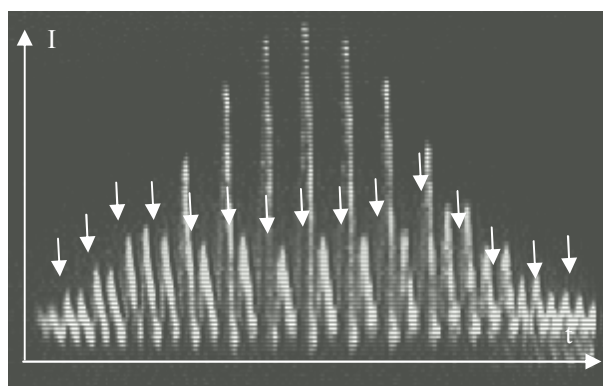
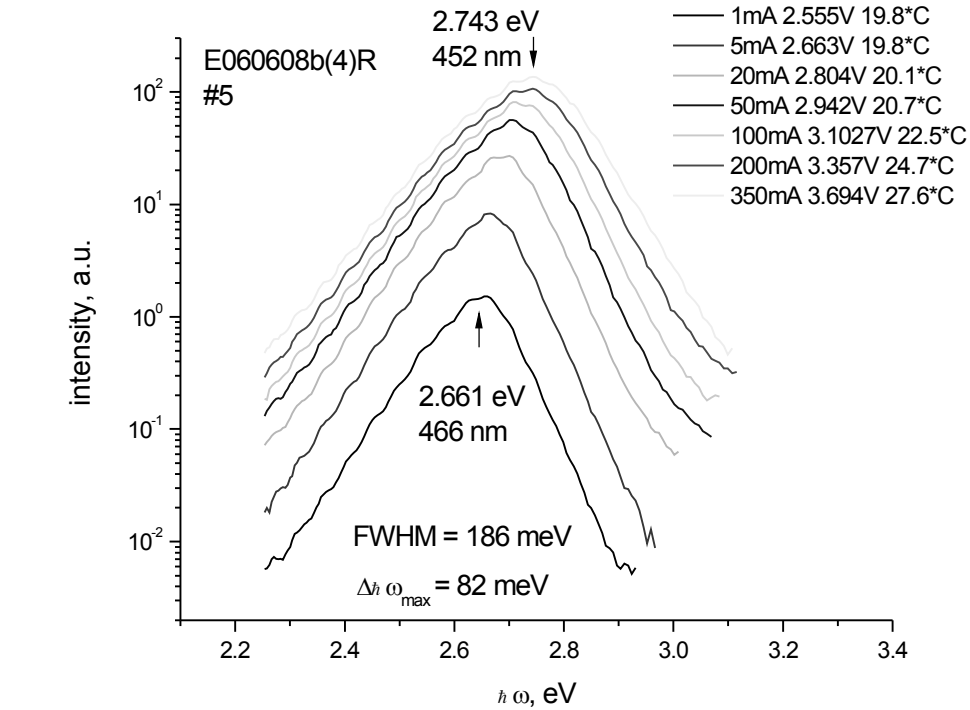
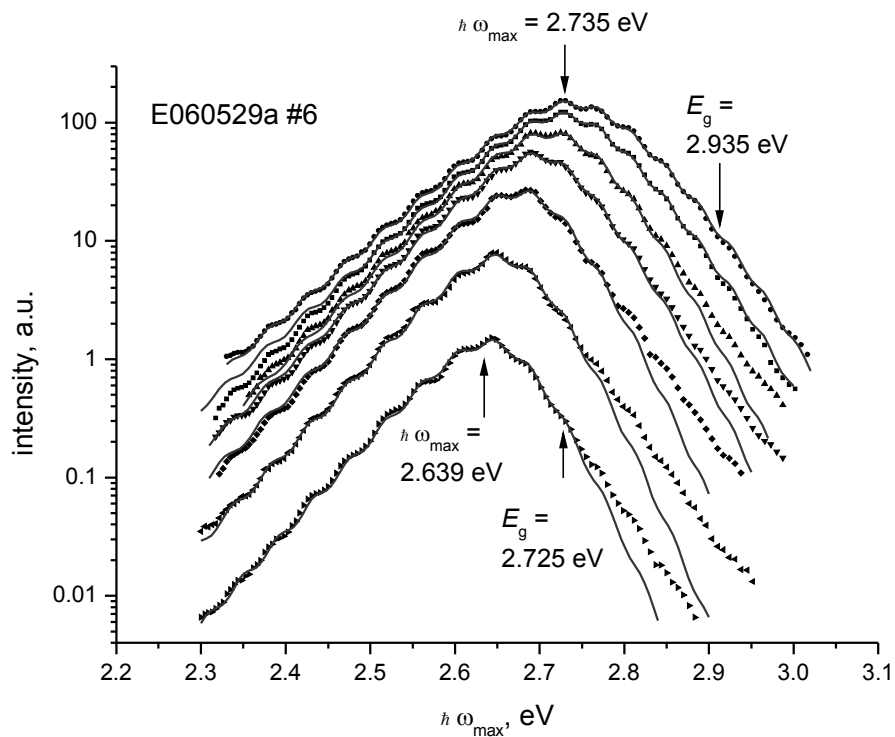


Рис.4. Осциллограмма импульсов лазера падающих и прошедших через кювету с коллоидным раствором квантовых точек CdSe/ZnS в гексане (с ограничивающей диафрагмой). Стрелками указаны импульсы на выходе из кюветы

рые разрабатывают технологию роста p-n- гетероструктур и конструкции светодиодов на их основе [2,3].



a)



б)

Рис. 1

Исследованы спектры люминесценции и эффективность светодиодов (СД) синего свечения на основе р-п-гетероструктур с множественных квантовых ям (МКЯ) типа InGaN/AlGaN/GaN. Синие светодиоды с люминофорными покрытиями являются основой для создания светодиодов белого свечения. Структуры были выращены методом металлоорганической эпитаксии на сапфировой подложке. Барьером, ограничивающим инжекцию электронов в р-область, служил либо слой i-GaN, либо р-Al_xGa_{1-x}N:Mg. Были исследованы структуры с различным уровнем легирования слоев активной области.

Спектры люминесценции образцов были измерены в диапазоне токов 1–350 мА (рис. 1а), при этом регистрировались напряжение на диодах и температура их корпуса в радиаторе.

Увеличение уровня легирования буферной сверхрешетки приводит к уменьшению полуширины линии, а изменение профиля легирования барьеров в активной области позволяет уменьшить сдвиг максимума с ростом тока и уменьшить полуширину линии излучения. Увеличение уровня легирования барьеров активной области сдвигает максимум излучения в синюю область, уменьшает сдвиг максимума с изменением тока и уменьшает полуширину линии; увеличение толщины барьерного слоя р-AlGaN в 1,33 раза приводит к сдвигу максимума излучения в синюю область, уменьшению сдвига максимума с изменением тока и уменьшению полуширины линии.

В спектрах светодиодов на основе гетероструктур, содержащих барьерный слой р-AlGaN, наблюдается слабый максимум вблизи 3.15–3.20, который можно интерпретировать как рекомбинацию на акцепторах (Mg) в слое р-AlGaN.

Спектры проанализированы на основе модели двумерной комбинированной плотности состояний в активной области, которая учитывает флуктуации потенциала, статистику заполнения ям носителями [4] и особенности вывода излучения из структуры (рис. 1.б). Модель описывает положение максимума спектров и экспоненциальные спады интенсивности в коротковолновой и длинноволновой области и их изменение с током. Анализ спектров при разных температурах и токах показывает необходимость независимого определения температуры активной области. В спектрах светодиодов, имеющих зеркальную поверхность со стороны р-области, наблюдалась интерференция, период которой определялся толщиной кристалла СД и дисперсией показателя преломления, и которая требовала учета в модели. Отличия формы спектров от простой модели зависят не только от свойств квантовых ям, но и от неоднородностей распределения In в ямах.

Обнаружена зависимость характерной энергии флуктуаций потенциала в гетероструктурах в зависимости от тока. Экспериментально на-

блюдаемые спектры имеют систематически большую полуширину, чем модельные спектры; что обусловлено ограничениями теоретической модели. Обсуждаются проблемы ограничения модели и физический смысл определяемых параметров.

Изучены спектры электроотражения р-п-гетероструктур типа InGaN/AlGaN/GaN [3], в которых полоса вблизи 2.75 эВ соответствует краю полосы электролюминесценции синих светодиодов и связана с изменением края оптического поглощения в множественных квантовых ямах In_xGa_{1-x}N/GaN под действием электрического поля. Наблюдаемый эффект обусловлен эффектом Франца-Келдыша в двумерной структуре и позволяет определить эффективную ширину E_g^* запрещенной зоны. Наблюдается корреляция зависимости E_g^* от приложенного к структурам электрического поля с данными опытов по их электролюминесценции.

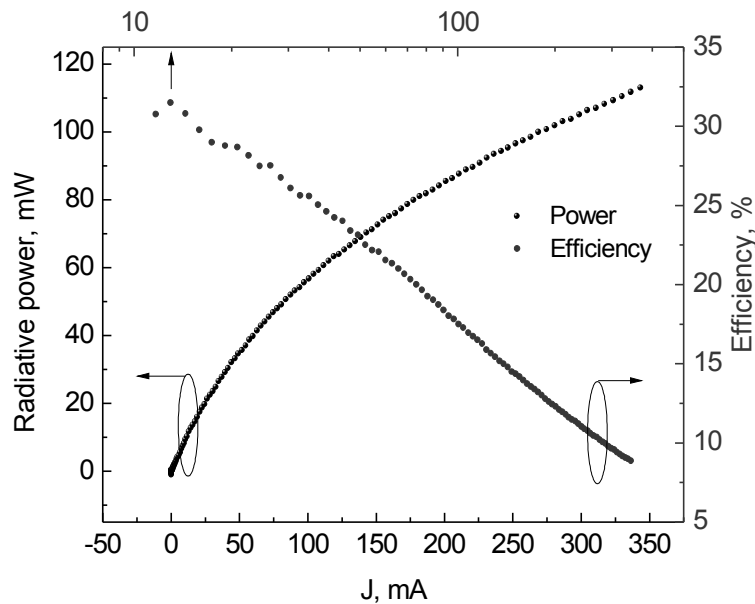


Рис. 2

Зависимость мощности излучения от тока (рис.2.) имеет примерно линейный характер при малых токах ($J < 20$ мА) и сублинейный при более высоких уровнях возбуждения. Выходная мощность светодиодов достигала 60-110 мВт при токе 350 мА. Зависимость эффективности излучения светодиода от тока (рис.2.б) имеет максимум в области токов $J \approx 2-20$ мА (для светодиодов разных серий максимум эффективности достигал 12-30%) и спадает при более высоких токах (в 2-3 раза при токе 350 мА). Синие светодиоды с таким коэффициентом полезного действия могут быть использованы для создания практически применяемых светодиодов белого свечения.

Литература

1. А.Э.Юнович. Свет из гетеропереходов. Природа, 2001, N 6, с. 38-46.
2. М.Л.Бадгутдинов, Е.В.Коробов, Ф.А.Лукьянов, А.Э.Юнович, Л.М.Коган, Н.А.Гальчина, И.Т.Рассохин Н.П.Социн. ФТП, 2006, том 40, вып. 6, с. 758-763.
3. Л.П.Авакянц, М.Л.Бадгутдинов, П.Ю.Боков, А.В.Червяков, С.С.Широков, А.Э.Юнович, А.А.Богданов, Е.Д.Васильева, Д.А.Николаев, А.В.Феопентов. Спектры электроотражения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaIn/GaN. ФТП, 2007, в печати.
4. В.Е.Кудряшов, С.С.Мамакин, А.Н.Туркин, А.Э.Юнович, А.Н.Ковалев, Ф.И.Маняхин. ФТП, 35, N 7, с. 861-868., 14, 14а (2001).

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННОМ КРЕМНИИ СО СПИНОВЫМИ ЦЕНТРАМИ

Доцент *Константинова Е.А.*

Введение

Благодаря своим уникальным свойствам наноматериалы находят широкое применение в различных областях науки и техники. Особое место среди наноматериалов занимают полупроводниковые наноструктуры такие как квантовые ямы, квантовые нити и точки. Процесс создания полупроводниковых объектов, как правило, требует привлечения высоких технологий. Однако, существует относительно простой и дешевый способ формирования наноструктурированного кремния - электрохимическое травление монокристаллов кремния, в результате которого образуется пористый кремний (ПК), представляющий собой совокупность пересекающихся нитей с диаметром сечения от единиц до десятков нанометров. При дальнейшей обработке ПК (путем увеличения пористости или при термическом окислении) можно получить квантовые точки Si. Таким образом, в едином технологическом процессе можно формировать квантовые нити и ансамбли нанокристаллов кремния.

Изучение наноструктурированного кремния актуально, поскольку в связи с потребностями современной микроэлектроники, базовым элементом которой является кремний, неуклонно растет степень интеграции микроэлектронных устройств, а размеры отдельного элемента уменьшаются (от десятых долей мм до сотен нм). Уникальным свойством ПК является наличие весьма развитой (до $800 \text{ м}^2/\text{г}$) и доступной для молекул окружающей среды внутренней поверхности. С фундаментальной точки зрения это

делает данный материал хорошим модельным объектом для изучения механизмов взаимодействия окружающих молекул с поверхностью нанокристаллов. На практике нанокристаллы в слоях ПК могут быть использованы в качестве основного элемента высокочувствительных сенсоров нового поколения. Недавно было также показано, что пористый кремний может выступать в качестве фотосенсибилизатора синглетного кислорода, который широко используется при лечении целого ряда заболеваний, в том числе онкологических.

Таким образом, ПК является перспективным материалом для современной полупроводниковой наноэлектроники, сочетающим доступную технологию формирования и многообразие физических свойств, возможность управления которыми достигается путем изменения молекулярного окружения и/ или химического состава поверхности составляющих его нанокристаллов.

На момент постановки задачи в литературе отсутствовали данные об исследовании рекомбинационных процессов в пористом кремнии с одновременным контролем концентрации спиновых центров и химического состава адсорбционного покрытия поверхности нанокристаллов кремния. Отсутствие указанного контроля является, по-видимому, причиной противоречия между литературными данными по исследованию физических свойств образцов, характеризующихся различной исходной степенью окисления. Кроме того, вплоть до настоящего времени есть лишь единичные публикации, посвященные изучению возможностей управления электронными свойствами наноструктур кремния путем изменения их молекулярного окружения.

Целью работы было изучение фотоэлектронных процессов в наноструктурированном кремнии, содержащем спиновые центры, и исследование возможности управления электронными свойствами такого рода объектов путем адсорбции различных молекул на поверхности составляющих их нанокристаллов.

Объекты исследования

Для исследования процессов рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда в нанокристаллах Si использовались образцы микропористого кремния (микро-ПК) с характерным диаметром составляющих его нанокристаллов примерно 1-4 нм (согласно данным электронной микроскопии и комбинационного рассеяния света), люминесцирующие в видимом диапазоне спектра [1].

Изучение свободных равновесных носителей заряда осуществлялось в мезо-ПК. Нанокристаллы в слоях мезо-ПК имеют характерные размеры больше 5 нм [1]. Квантовый размерный эффект в нанокристаллах таких размеров мал, и увеличение ширины запрещенной зоны обычно не превы-

шает тепловой энергии при комнатной температуре [1]. Поэтому электронные свойства мезо-ПК близки к таковым для с-Si, за исключением вклада, обусловленного поверхностными состояниями.

Выбор адсорбатов осуществлялся, исходя из следующих соображений. Многообразие адсорбционных воздействий, модифицирующих свойства ПК и представляющих наибольший интерес для фундаментальной и прикладной физики, можно условно разбить на три основных группы, исходя из природы и свойств адсорбатов. К первой из них относятся воздействия, вызванные различными полярными и неполярными углеводородами, адсорбция которых позволяет выявить основные закономерности процессов рекомбинации неравновесных носителей заряда в нанокристаллах Si и является полностью обратимой в циклах напуск молекул–последующее вакуумирование. В качестве указанных адсорбатов в работе были выбраны бензол, ацетон, этанол, метанол.

Вторая группа включает в себя весь широкий спектр взаимодействий молекул кислорода и воды с поверхностью нанокристаллов в слоях ПК (в естественных условиях и при освещении), характеризующийся необратимым изменением электронных и оптических свойств данного материала.

К третьей группе относится адсорбционное воздействие молекул, образующих на поверхности твердого тела отрицательно и положительно заряженные комплексы (т.е. проявляющих свойства акцепторов и доноров электронов, соответственно). В качестве типичных представителей данного класса веществ были выбраны диоксид азота NO_2 , парабензохинон $\text{C}_6\text{H}_4\text{O}_2$, тетрацианэтилен $\text{C}_2(\text{CN})_4$ (акцепторы) и пиридин $\text{C}_5\text{H}_5\text{N}$, аммиак NH_3 (доноры).

Процессы рекомбинации неравновесных носителей заряда в ансамблях кремниевых нанокристаллах с различным поверхностным покрытием

Исследована природа спиновых центров на поверхности свежеприготовленных (покрытых водородом) и окисленных образцов ПК и определена их концентрация. Основным типом дефектом в ПК являются P_b -центры – оборванные связи кремния на границе раздела Si/SiO₂ [2,3]. В свежеприготовленных образцах концентрация P_b -центров составляла $\sim N_s \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Естественно окисленные в течение 5-6 месяцев образцы характеризовались крайне низким содержанием дефектов ($N_s < 10^{15} \text{ см}^{-3}$).

Для количественного описания процессов рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда в кремниевых квантовых нитях в слоях ПК вводится феноменологическая модель, согласно которой уже при комнатной температуре фотовозбужденные носители образуют динамически связанные подсистемы экситонов и свободных электронов и дырок [4]. Излучательная рекомбинация происходит при аннигиляции

экситонов с характерным временем τ_r , безызлучательная рекомбинация реализуется только для свободных носителей на поверхностных центрах со средним временем жизни τ_{nr} . Действительно, согласно выполненным расчетам [5] в кремниевых нитях с диаметром 1-4 нм возможно существование экситонов уже при комнатной температуре (энергия связи экситонов E_{exc} составляет сотни мэВ). Однако, прямое экспериментальное наблюдение экситонных пиков затруднено вследствие распределения нанокристаллов по размерам. Поэтому выполненные в работе эксперименты по влиянию диэлектрических сред на излучательные характеристики ПК (рис.1) можно считать экспериментальным доказательством существования экситонов в нанокристаллах Si.

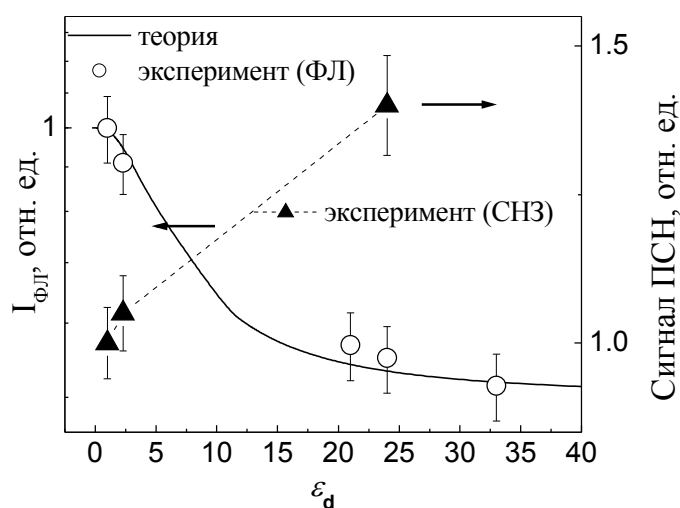


Рис.1. Зависимость амплитуды ФЛ (кружки) и сигнала поглощения на свободных носителях заряда (треугольники) в ПК от диэлектрической проницаемости среды, окружающей квантовые нити. Экспериментальные точки в зависимости $I_{ФЛ}(\epsilon_d)$ аппроксимированы теоретической кривой, рассчитанной в рамках предложенной модели

Из рис.1 видно, что заполнение пор различными диэлектрическими жидкостями с высокой диэлектрической проницаемостью ϵ приводило к гашению флуоресценции (ФЛ), связанному с термическим распадом экситонов при данной температуре вследствие уменьшения их энергии связи.

Одновременно регистрировался рост поглощения ИК излучения на свободных носителях заряда (ПСН) вследствие перераспределения между подсистемами связанных и свободных носителей заряда в пользу последних (рис.1).

Отметим, что заполнение пор образцов диэлектрическими жидкостями не приводило к изменению концентрации P_b -центров и появлению каких-либо новых спиновых центров. Таким образом, в полном согласии с расчетами обратимое гашение ФЛ объясняется уменьшением величины E_{exc} при увеличении диэлектрической проницаемости среды, окружающей нанокристаллы кремния.

В атмосфере воды наблюдается разгорание ФЛ, что объясняется уменьшением концентрации P_b -центров вследствие пассивации их молекулами воды, атомами Н и одновременно регистрируется сигнал от $OH\bullet$ радикалов (рис.2), образующихся в процессе фотодиссоциации молекул воды

с последующим захватом фотовозбужденных электрона (Н) и дырки (ОН•).

При адсорбции молекул, образующих на поверхности нанокристаллов кремния заряженные центры (рис.2) гашение ФЛ обусловлено разрушением экситонов электрическими полями данных кулоновских центров, возникшие при этом свободные носители заряда рекомбинируют безызлучательно на P_b -центрах.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с выводами предложенной модели рекомбинационных процессов.

В работе исследованы процессы пространственного разделения фотовозбужденных носителей заряда в наноструктурах ПК методами контактной разности потенциалов и импульсного фотонапряжения. Показано, что ввиду различных коэффициентов диффузии электронов и дырок происходит пространственное разделение неравновесных носителей заряда в пористом слое, приводящее к формированию фотоЭДС. Затянутые во времени кинетики релаксации сигнала импульсного фотонапряжения и долговременные изменения сигнала контактной разности потенциалов объясняются процессами диффузии и захватом носителей заряда (преимущественно дырок) на поверхностные дефекты (P_b -центры, адсорбированные молекулы воды). Такой захват можно трактовать как «оптическое легирование» ПК, определяющее характер формирования фотоЭДС в данном материале. На основе полученных данных предложена модель фотовольтаических эффектов в наноструктурированном кремнии, объясняющая механизм формирования фотоЭДС в исследуемых образцах и в основе которой лежит идея «оптического легирования» кремниевых нанокристаллов.

Изучено влияние радиационного воздействия ионов Ag^+ с энергией 300 кэВ и дозами $5 \cdot 10^{14}$ и $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ на структурные и люминесцентные свойства ПК. На основе данных рамановского рассеяния света и фотолюминесценции показано, что радиационная стойкость слоев ПК существенно выше, чем для монокристаллического кремния.

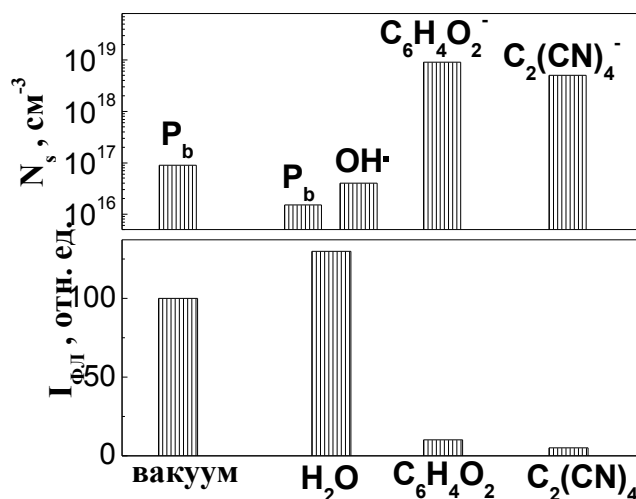


Рис.2. Концентрация спиновых центров N_s и интенсивность ФЛ для наноструктурированного кремния в вакууме и в атмосфере различных молекул

**Влияние адсорбции акцепторных и донорных молекул
на электронные свойства кремниевых нанокристаллов
в слоях мезопористого кремния**

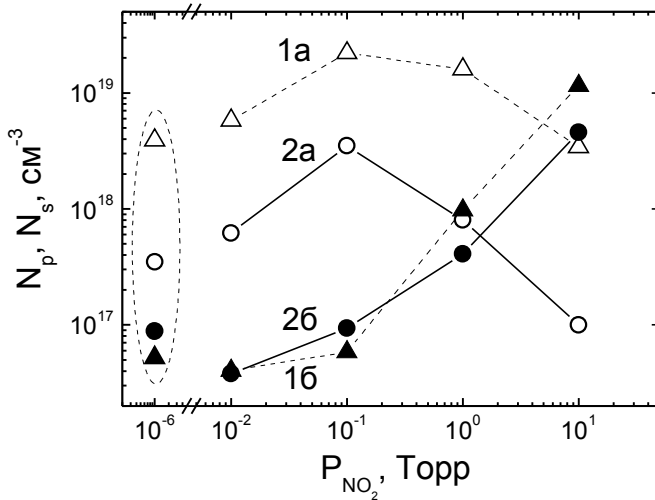


Рис.3. Зависимости концентраций свободных дырок (1а, 2а) и спиновых центров (1б, 2б) в мезо-ПК с величиной N_p в подложке 10^{20} см^{-3} и $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, соответственно, от давления газа NO_2 . Для сравнения приведены значения для свежеприготовленных образцов в вакууме 10^{-6} Торр (обведены пунктирной линией)

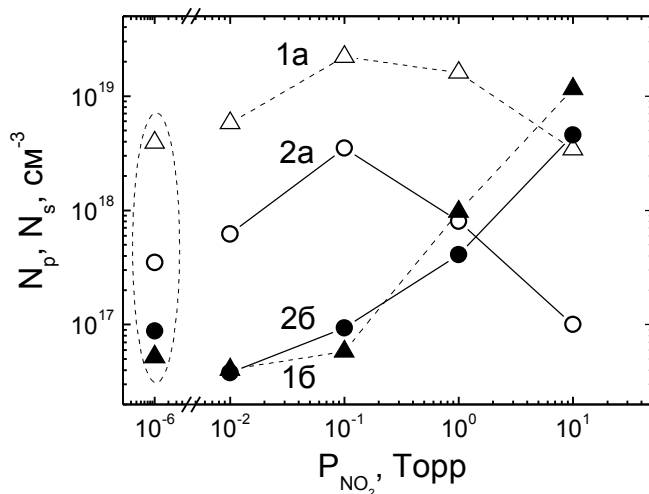


Рис.4. Зависимости концентраций свободных дырок (1а, 2а) и спиновых центров (1б, 2б) в мезо-ПК с величиной N_p в подложке 10^{20} см^{-3} и $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, соответственно, от давления $\text{C}_6\text{H}_6\text{N}$. Значения N_p , N_s в вакууме и при давлении 0.01 Торр практически не отличались

Взаимодействие акцепторных молекул с поверхностью нанокристаллов Si в слоях мезо-ПК приводило к резкому росту концентрации СНЗ (дырок). На рис. 3 в качестве примера показано влияние адсорбции молекул диоксида азота NO_2 на концентрацию свободных дырок (N_p) и N_s . Максимальные величины N_p , достигаемые при адсорбции, приближаются к концентрации легирующей примеси в подложке, которая примерно равна таковой в пористом кремнии [6], и ограничиваются процессом захвата на P_b -центры, образующиеся в процессе окисления (рис.3).

Предложена модель взаимодействия акцепторных молекул на примере диоксида азота, парабензохинона, йода с поверхностью кремниевых нанокристаллов, в основе которой лежит формирование донорно-акцепторных поверхностных состояний типа P_b^{+-} (адсорбат)⁻, в результате чего в объем нанокристаллов инжектируются свободные дырки. Данный процесс по существу представляет собой адсорбционно-индуцированное «легирование» пористого кремния.

На основе результатов исследования адсорбции донорных молекул на примере пиридина, аммиака на поверхности нанокристаллов мезо-ПК р-типа выявлены следующие закономерности:

(i) формирование положительно заряженных центров (адсорбат)⁺, в результате чего величина N_p в объеме нанокристаллов р-типа уменьшается (рис.4, давление менее 1 Торр), (ii) в случае жидких адсорбатов при больших давлениях происходит конденсация жидкости в порах, что приводит к увеличению ε_d среды, окружающей нанокристаллы, и, соответственно к уменьшению энергии активации примесных атомов бора, к уменьшению энергии связи дырок с центрами захвата и дефектами, величина N_p при этом возрастает (рис.4, давление более 1 Торр).

Полученные результаты свидетельствуют о возможности управления концентрацией равновесных носителей заряда в нанокристаллах в слоях мезо-ПК.

Исследование методом ЭПР особенностей спиновых центров типа оборванной связи кремния и фотосенсибилизированной генерации синглетного кислорода в ансамблях кремниевых нанокристаллов

Исследованы свойства P_b -центров на поверхности ПК с различной морфологией составляющих его наноструктур (микро-ПК и мезо-ПК, сформированный на подложках с ориентацией кристаллографических плоскостей (100) и (110)). Показано, что в мезо-ПК присутствуют как P_{b0} , так и P_{b1} -центры (оборванные связи кремния, в ближайшее окружение которых входит один или два атома кислорода, соответственно [3]). Обнаружено замедление спин-решёточной релаксации в микро-ПК ($2.3 \cdot 10^{-5}$ с) и мезо-ПК, сформированном на подложках с ориентацией кристаллографических плоскостей (110) ($1.95 \cdot 10^{-5}$ с), по сравнению с мезо-ПК, сформированном на подложках с ориентацией кристаллографических плоскостей (100) ($1.7 \cdot 10^{-5}$ с), и монокристаллическим кремнием (10^{-6} с). Полученные величины объясняются изменением характера электрон-фононного взаимодействия и уменьшением числа фононных мод при понижении размерности структуры [10].

В работе выполнена ЭПР-диагностика процесса фотосенсибилизации синглетного кислорода в ансамблях кремниевых нанокристаллов и определена его концентрация при различных давлениях кислорода и интенсивностях возбуждающего света. Механизм фотосенсибилизации синглетного кислорода объясняется передачей энергии от экситонов в нанокристаллах кремния молекулам триплетного кислорода (полный спин молекулы равен 1) на их поверхности [7]. В основе предложенного метода исследования генерации молекул синглетного кислорода лежит изменение времен релаксации спинов – P_b -центров. На рис.5 показаны экспериментальные зависи-

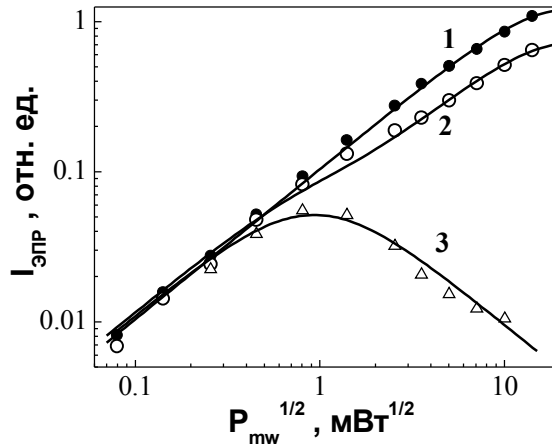


Рис.5. Кривые $I_{\text{ЭПР}}(\sqrt{P_{\text{mw}}})$ для ПК в кислороде в темноте (1), в кислороде при освещении (2) и в вакууме (3). Аппроксимационные зависимости получены с использованием выражения, указанного в тексте. Интенсивность освещения составляла 650 мВт/см^2 , давление кислорода 760 Торр

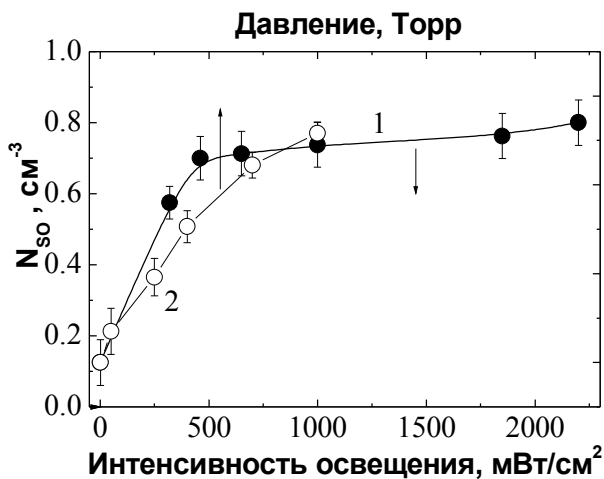


Рис.6. Зависимость концентрации фотосенсибилизированных молекул синглетного кислорода от интенсивности возбуждения (1) и давления кислорода (2)

фотосенсибилизация молекул $^1\text{O}_2$, так и нанокристаллы, не дающие вклад в генерацию синглетного кислорода [7], то зависимость $I_{\text{ЭПР}}(\sqrt{P_{\text{mw}}})$ для ПК, освещаемого в кислороде, аппроксимирована суммой кривых $I_{\text{ЭПР}}(\sqrt{P_{\text{mw}}})$

мости (точки) амплитуды сигнала ЭПР P_b -центров в ПК от корня из мощности СВЧ излучения $I_{\text{ЭПР}}(\sqrt{P_{\text{mw}}})$. Видно, что при малой мощности микроволнового излучения зависимости $I_{\text{ЭПР}}(\sqrt{P_{\text{mw}}})$, полученные для ПК, находящегося в вакууме и в кислороде в темноте и при освещении, совпадают, а при большой мощности СВЧ значительно расходятся вследствие эффекта насыщения [8]. Для количественного анализа полученных зависимостей выражение для амплитуда сигнала ЭПР можно записать в виде [9]:

$$I_{\text{ЭПР}} = \frac{4}{3^{3/2}} \frac{H_1 T_2^{3/2}}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} = \frac{a \sqrt{P_{\text{mw}}}}{1 + b P_{\text{mw}}},$$

где H_1 – амплитуда напряженности магнитного поля СВЧ волны; T_1 – время продольной или спин-решеточной релаксации, T_2 – время поперечной или спин-спиновой релаксации, γ – гиромагнитное отношение для электрона, $\sqrt{P_{\text{mw}}} \propto H_1$, коэффициенты a и b зависят от времен релаксации и могут быть использованы для аппроксимации зависимости $I_{\text{ЭПР}}(\sqrt{P_{\text{mw}}})$. Поскольку в слоях ПК присутствуют как нанокристаллы, на поверхности которых происходит

для ПК, находящегося в вакууме и в кислородной среде в темноте. При этом наблюдается хорошее соответствие между расчетными кривыми (линии) и экспериментальными данными (точки) (рис. 5).

Эффективность генерации молекул синглетного кислорода, очевидно, зависит от количества молекул триплетного кислорода, окружающих нанокристаллы кремния, и от интенсивности освещения. Видно, что с ростом указанных параметров концентрация синглетного кислорода возрастает, а при больших значениях интенсивности возбуждающего света выходит примерно на постоянное значение, что может быть обусловлено тем, что преобладающая доля молекул кислорода, покрывающих нанокристаллы кремния, находится в синглетном состоянии (рис.6). При расчете концентрации синглетного кислорода учитывалась исходная концентрация триплетного кислорода $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при нормальном атмосферном давлении (число Авогадро, деленное на молярный объем).

Методом импульсного ЭПР были измерены времена T_1 и T_2 , и зафиксировано их увеличение при освещении нанокристаллов микро-ПК в кислороде, что объясняется процессом генерации синглетного кислорода (уменьшением количества молекул кислорода в триплетном состоянии, дающих вклад в парамагнитную релаксацию).

Основные результаты и выводы работы

1. Впервые выполнено детальное исследование процессов рекомбинации фотовозбужденных носителей заряда и роли спиновых центров в них в наноструктурированном кремнии.
2. Обнаружен эффект «оптического легирования» пористого кремния при фотовозбуждении составляющих его нанокристаллов.
3. Впервые исследовано влияние ионного облучения на структурные и люминесцентные свойства пористого кремния и показано, что его радиационная стойкость существенно выше, чем монокристаллического кремния.
4. Впервые показано, что результирующая концентрация и тип носителей заряда в нанокристаллах кремния зависят от давления адсорбата и уровня легирования используемой при получении пористого кремния монокристаллической подложки.
5. Впервые изучены основные закономерности адсорбции акцепторных и донорных молекул на поверхности пористого кремния и обнаружен рост концентрации равновесных свободных носителей заряда в мезопористом кремнии в процессе адсорбции более, чем на порядок. Предложена модель для описания взаимодействия акцепторных и донорных молекул с поверхностью кремниевых нанокристаллов в слоях пористого кремния.

6. Реализован новый метод ЭПР-диагностики генерации синглетного кислорода и определения его концентрации в процессе фотосенсибилизации на поверхности пористого кремния, основанный на изменении времен релаксации спинов – оборванных связей кремния.

Литература

1. O. Bisi, S. Ossicini, L. Pavesi, Surf. Sci. Rep. 38, 1 (2000).
2. Nishi Y., Jpn. J. Appl. Phys. 10, 52 (1971).
3. Poindexter E. H., Caplan P. J., Deal B. E., Razouk R. R., J. Appl. Phys. 52, 879 (1981).
4. П.К.Кашкаров, Б.В.Каменев, Е.А.Константинова, А.И.Ефимова, А.В.Павликов, В.Ю.Тимошенко, УФН 168, 577 (1998).
5. M.G.Lisachenko, E.A.Konstantinova, P.K.Kashkarov, V.Yu.Timoshenko, Phys. Status Solidi (a) 182, 297 (2000).
6. Poliski G., Kovalev D., Dollinger G.G., Sulima T., Koch F.. Physica B, 273, 951 (1999).
7. E. Gross, D. Kovalev, N. Künzner, V.Yu. Timoshenko, F. Koch. Phys. Rev. B 68, 115405 (2003).
8. Ч. Пул, Техника ЭПР-спектроскопии, «Мир», Москва, 1970.
9. А. Керрингтон, А. Мак-Лечлан, Магнитный резонанс и его применение в химии, «Мир», Москва, 1970.
10. I.H. Campbell, P.M. Fauchet, Sol. St. Com., 58, 739 (1986).

ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ СРЕДАХ

Профессор *Андреев А.В.*, профессор *Бушуев В.А.*, доцент *Манцызов Б.И.*

Выдвигаемая работа представляет цикл теоретических и экспериментальных исследований, выполненных авторами в последние тридцать лет в области взаимодействия электромагнитного излучения с пространственно-периодическими средами (кристаллы, многослойные наноструктуры, фотонные кристаллы и т.д.). Цикл содержит следующие основные части: (а) развитие рентгеновских методов исследования совершенства структуры кристаллов и многослойных наноструктур; (б) разработка методов рентгеновской микроскопии и фазоконтрастной томографии; (в) брэгговские солитоны; (г) исследование нелинейно-оптических процессов в фотонных кристаллах; (д) изучение процессов нелинейно-оптической генерации на поверхности металлических дифракционных решеток.

Основными пионерскими результатами авторов цикла являются следующие:

1. Предсказан [1] и впервые экспериментально обнаружен [2] эффект возбуждения рентгеновских поверхностных волн в неколлинеарной геометрии дифракции при скользящих углах падения. Дальнейшие исследования [3-7] показали эффективность применения поверхностных волн для исследования совершенства приповерхностных слоев кристаллов.

2. Предсказан [8] и впервые экспериментально обнаружен [9] эффект когерентного диффузного рассеяния рентгеновского излучения в многослойных наноструктурах, состоящий в появлении интерференционных максимумов диффузно рассеянного рентгеновского излучения с интенсивностью на несколько порядков превосходящей интенсивность некогерентного диффузного рассеяния. Эффект нашел широкое практическое применение для исследования качества внутренних границ раздела разнообразных многослойных наноструктур [9-14]. Выполнен широкий комплекс исследований по развитию теории отражения рентгеновских лучей от шероховатых поверхностей и границ раздела в многослойных структурах [15-19].

3. Предложена схема рентгеновской микроскопии, основанная на использовании асимметричного отражения от кристаллов с приповерхностным профилем деформации [20]. Созданы экспериментально действующие рентгеновские микроскопы, позволившие получать сначала одномерное [21], а в последнее время двадцатикратное двумерное увеличение рентгеновских изображений [22]. На основе разработанной аппаратуры проведен комплекс исследований по рентгеновской микроскопии биологических объектов [23-26].

4. Проведен комплекс исследований по разработке схем управления излучательными свойствами электронов, движущихся в кристаллах [27-31] или в пространственно периодическом интерференционном поле, созданном сверхсильными лазерными импульсами [32-37]. Показана возможность эффективного управления угловыми и энергетическими спектрами излучения электронов. Исследована возможность разработки схем получения индуцированного излучения ансамблем каналированных частиц.

5. Развита теория нелинейно оптических преобразований фемтосекундных лазерных импульсов в фотонных кристаллах [38-49].

6. Предсказано [50-52], экспериментально обнаружено и исследовано [53-58] новое физическое явление – “когерентный комптон-эффект в кристаллах”, в процессе которого часть импульса отдачи при неупругом рассеянии рентгеновских лучей, равная вектору обратной решетки, передается всему кристаллу как целому. Проведен детальный теоретический анализ основных физических закономерностей интерференции различных каналов неупругого рассеяния в результате образования когерентной суперпозиции

проходящих и отраженных волн первичного или неупруго рассеянного излучений. Предсказана [56] и экспериментально обнаружена [53-55, 57, 58] высокая чувствительность когерентного комптон-эффекта к распределению электронной плотности в условиях резко асимметричной брэгговской и лауэвской дифракции рентгеновского излучения.

7. Развита статистическая динамическая теория рассеяния рентгеновских лучей в кристаллах с дефектами структуры, впервые описывающая угловую зависимость когерентных и некогерентных (диффузных) компонент полных интенсивностей рассеяния [59-63].

8. Впервые созданы теоретические основы нового метода рентгеновской диагностики - компьютерной фазоконтрастной томографии [64-70], основанной на дифракционном усилении прошедшего через объект волны излучения с измененной фазой при его отражении от кристалла-анализатора. Экспериментально показано [66, 69-72], что чувствительность нового метода в десятки раз превышает стандартные абсорбционные томографические методики. Это позволяет снизить дозу рентгеновского облучения медико-биологических объектов на 1-2 порядка. Метод защищен патентом РФ [71].

9. Развита комплекс новых рентгендифракционных [73-82] и рефлектометрических [83-87] методов высокоразрешающей диагностики реальной структуры кристаллов, тонких приповерхностных слоев полупроводниковых материалов, пористых и многослойных наноструктур. Впервые решена задача получения явного вида корреляционных функций межслойных шероховатостей непосредственно из микроскопического статистического анализа формирования и дальнейшей эволюции шероховатостей в процессе роста многослойной наноструктуры [88, 89].

10. Предложена концепция резонансных фотонных кристаллов (РФК) [90], в которых фотонные запрещенные зоны формируются благодаря периодическому пространственному распределению двухуровневых резонансных осцилляторов в линейной однородной среде: примесные резонансные атомы в однородной диэлектрической матрице, резонансные двумерные экситоны в структуре квантовых ям в полупроводниках и т.п. Построена теория нелинейной брэгговской дифракции интенсивного лазерного излучения в таких структурах [91], позволяющая с единых позиций рассматривать линейные, нелинейные и нестационарные оптические волновые процессы в таких структурах. Предсказаны явления нелинейного подавления полного брэгговского отражения лазерного излучения от РФК и распространения брэгговских солитонов самоиндуцированной прозрачности в линейно запрещенной фотонной зоне периодической структуры. Найдены аналитические выражения для описания нелинейных уединенных волн в резонансных ФК с неоднородно уширенной спектральной линией и в случае малого отклонения от точного условия Брэгга, а также в структу-

рах с непрерывным пространственным распределением концентрации резонансных атомов.

11. Развита теория нестационарных нелинейных уединенных волн, получены аналитические выражения, описывающие динамику плененных и распространяющихся осциллирующих солитоноподобных импульсов в РФК [92-97]. Детально проанализированы процессы взаимодействия брэгговских солитонов с локализованными слабыми возбуждениями в РФК и показана возможность эффективного управления динамикой мощных оптических импульсов посредством взаимодействия с малыми возмущениями.

12. Построена нелинейная теория дифракции в случае неколлинеарной геометрии взаимодействия волн и предсказаны нелинейный эффект Бормана и Лауэ-солитон [98].

13. Получены новые модифицированные условия фазового синхронизма для ограниченных фотонных кристаллов, записанные не для точных значений эффективных волновых векторов отдельных блоховских мод, а для центров результирующих спектральных линий взаимодействующих волн [99].

14. Теоретически предсказано и экспериментально обнаружено новое свойство одномерного нелинейного фотонного кристалла усиливать сигнал суммарной частоты, возникающий при одновременном воздействии на эту структуру двумя лазерными импульсами, частоты которых соответствуют краям заданной брэгговской запрещенной зоны [100-102]. Экспериментально подтверждено значительное возрастание эффективности параметрического преобразования частоты излучения в квадратично-нелинейном фотонном кристалле при одновременном выполнении условий квазисинхронизма и несинхронного усиления трехволнового взаимодействия.

15. В рамках динамической теории параметрического взаимодействия волн, учитывающей обмен энергией между взаимодействующими волнами, численно решена задача генерации сигналов второй гармоники в тонких одномерных периодических структурах в условиях синхронного и несинхронного взаимодействий [103]. Показано, что в периодической структуре толщиной 10 мкм эффективность преобразования импульса накачки в сигнал второй гармоники может достигать 10%, что на два порядка выше, чем в сплошной среде той же толщины.

16. Показано [104, 105], что несинхронное усиление взаимодействия волн значительно повышает интенсивность сигнала разностной частоты в терагерцовом диапазоне в уединенном нелинейном ФК. Формирование же сверхрешетки фотонных кристаллов с пространственным периодом, близким к длине волны терагерцового диапазона, позволяет повысить интенсивность генерируемого терагерцового сигнала на три порядка по сравне-

нию со сплошной средой той же толщины. Это происходит благодаря возможности точного удовлетворения условиям несинхронного усиления и квазисинхронизма за счет компенсации расстройки волновых векторов взаимодействующих волн вектором обратной решетки сверхструктуры.

Результаты исследований явились базой для создания нескольких оригинальных спецкурсов, читаемых более 20-ти лет на трех кафедрах физического факультета (кафедры общей физики и волновых процессов, физики твердого тела, общей физики). Ученики авторов цикла активно развивают указанные выше научные направления в целом ряде институтов и университетов РФ. Авторами цикла опубликовано 4 монографии, 4 обзора в УФН и более 150 научных работ в ведущих отечественных и зарубежных журналах.

Литература

1. Андреев А.В., Ковьев Э.К., Матвеев Ю.А., Пономарев Ю.В. Рентгеновские поверхностные волны. // Письма ЖЭТФ, т.35, №10, с.412-414 (1982).
2. Андреев А.В., Ковьев Э.К. Рентгеновские поверхностные волны. Новые возможности диагностики поверхности. // Изв. АН СССР, сер. физич., т.47, №10, с.1984-1990 (1983).
3. Андреев А.В. Рентгеновская оптика поверхности (отражение и дифракция при скользящих углах падения). // УФН, т.145, вып.1, с.113-136 (1985).
4. Андреев А.В., Горшков В.Е., Ильинский Ю.А. Рентгеновские поверхностные волны в условиях трехволновой дифракции. // Вестник МГУ, сер. физика и астрономия, т.26, вып.2, с.88-91 (1985).
5. Андреев А.В., Горшков В.Е., Ильинский Ю.А. Рентгеновские поверхностные волны при нескользящих углах падения. // ДАН СССР, т.282, вып.1, с.69-72 (1985).
6. Андреев А.В., Горшков В.Е., Ильинский Ю.А. Смещение отраженных пучков рентгеновского излучения. // ЖТФ, т.57, вып.3, с.511-522 (1987).
7. Андреев А.В., Пономарев Ю.В., Смолин А.А. Дифракция рентгеновских лучей на поверхностных акустических волнах. // Письма ЖТФ, т.14, вып.14, с.1260-1264 (1988).
8. Andreev A.V., Michette A.G., Renwick A. Reflectivity and roughness of x-ray multilayer mirrors. Specular reflection and angular spectrum of scattered radiation. // J. Mod. Optics, v.35, N 10, p.1667-1687 (1988).

9. Андреев А.В., Пономарев Ю.В. Динамические эффекты в диффузном рассеянии рентгеновских лучей от многослойных структур. // Письма ЖЭТФ, т.60, в.12, с.857-860 (1994).
10. Andreev A.V., Ponomarev Yu.V., Platonov Yu.Ya., Salashchenko N.N. X-ray diffuse scattering in multilayer nanostructures. // Proc. SPIE, v.2801, pp.75-87 (1996).
11. Andreev A.V., Ponomarev Yu.V., Platonov Yu.Ya., Salashchenko N.N. Interference phenomena in x-ray scattering from multilayer nanostructures. // Поверхность, № 3-4, с.101-111 (1996).
12. Андреев А.В., Пономарев Ю.В., Прудников И.Р., Салащенко Н.Н. Резонансное усиление диффузного рассеяния рентгеновских лучей в гетероструктуре волноводного типа. // Письма ЖЭТФ, т.66, вып.4, с.219-223 (1997).
13. Andreev A.V., Ponomarev Yu.V., Prudnikov I.R., Salashchenko N.N. X-ray diffuse scattering by multilayer waveguide structures. // Phys. Rev. B, v.57, N 20, p.13113-13117 (1998).
14. Андреев А.В., Пономарев Ю.В., Прудников И.Р., Салащенко Н.Н. Диффузное рассеяния рентгеновских лучей многослойными структурами волноводного типа. // Поверхность, №1, с.42-49 (1999).
15. Андреев А.В. Зеркальное отражение рентгеновских лучей от шероховатой поверхности. // Оптика и спектроскопия, т.58, вып.5, с.1085-1090 (1985).
16. Андреев А.В., Прудников И.Р. Диффузное рассеяние рентгеновских лучей на многослойной структуре с шероховатыми границами раздела. // Кристаллография, т.41, № 2, с.220-229 (1996).
17. Andreev A.V. Theory of x-ray scattering by rough surfaces without distorted wave approximation. // Phys. Lett. A, v.219, pp.349-354 (1996).
18. Андреев А.В. Симметричные свойства полей, отраженных шероховатыми поверхностями. // ЖЭТФ, т.110, в.12, с.2111-2126 (1996).
19. Андреев А.В., Прудников И.Р. Отражение рентгеновских лучей от многослойной наноструктуры, деформированной поверхностной акустической волной. // Кристаллография, т.43, №1, с.111-118 (1998).
20. Андреев А.В. Фокусировка пучков при отражении от кристаллов и многослойных периодических структур с переменным периодом. // Письма ЖЭТФ, т.74, с.8-11 (2001).
21. Андреев А.В., Асадчиков В.Е., Мчедлишвили Б.В., Пономарев Ю.В., Постнов А.А., Сенин Р.А., Цыганова Т.В. Рентгеновская микроскопия с использованием асимметричного отражения от монокристалла. // Письма ЖЭТФ, т.73, с.205-209 (2001).
22. Андреев А.В.; Асадчиков В.Е., Бузмаков А.В. и др. Двумерное увеличение изображения в рентгеновском микроскопе асимметричного отражения. // Письма ЖЭТФ, т.85, с.106-108 (2007).

23. Андреев А.В., Асадчиков В.Е., Артюков И.А. и др. Рентгеновская микроскопия трековых мембран и биологических объектов в мягком и жестком диапазонах длин волн. // Кристаллография, т.46, с.661-666 (2001).
24. Андреев А.В., Коновко А.А. Рентгеновская микроскопия с использованием крайне асимметричного отражения от кристалла. // Вестник МГУ, серия 3, физика и астрономия №5, с.49-52 (2002).
25. Андреев А.В., Коновко А.А. Фокусировка рентгеновского излучения с помощью деформированных кристаллов. // Поверхность, № 1, с.28-32 (2003).
26. Андреев А.В., Асадчиков В.Е., Артюков И.А. и др. Рентгеномикроскопические методы в исследовании трековых мембран и биологических объектов. // Мембраны, № 3, с.17-27 (2005).
27. Андреев А.В., Ахманов С.А., Кузнецов В.Л. О возможности вынужденного излучения каналированных частиц. // Письма ЖТФ, т.7, вып.11, с.682-685 (1981).
28. Андреев А.В., Ахманов С.А., Кузнецов В.Л. О возможности вынужденного излучения каналированных частиц. // Известия АН СССР, сер. физич., т.45, вып.8, с.1452-1458 (1981).
29. Andreev A.V., Akhmanov S.A., Kuznetsov V.L. A possibility of induced radiation in channelling. // Rad. Eff. Lett.(GB), v.58, no.6, p.165-170 (1981).
30. Андреев А.В., Ахманов С.А., Выслоух В.А., Кузнецов В.Л. Вынужденные и спонтанные переходы между дискретными уровнями электронов, каналированных в кристалле. // ЖЭТФ, т.84, вып.5, с.1743-1755 (1983).
31. Андреев А.В. Когерентное тормозное, маятниковое и комбинационное излучение электронов при плоскостном каналировании. // ЖЭТФ, т.86, вып.4, с.1348-1356 (1984).
32. Андреев А.В., Ахманов С.А. Каналирование, коллимация и излучение релятивистских электронов в сверхсильных неоднородных световых полях. // Письма ЖЭТФ, т.53, вып.1, с.18-20 (1991).
33. Андреев А.В., Ахманов С.А. Взаимодействие релятивистских частиц с интенсивными интерференционными оптическими полями. // ЖЭТФ, т.99, вып.6, с.1668-1678 (1991).
34. Андреев А.В., Ахманов С.А. Сверхсильные световые поля: новые методы управления движением релятивистских частиц. // В кн.: Современные проблемы лазерной физики. Т.4. - М.: ВИНТИ, 1991 - С.166-182.
35. Akhmanov S.A., Andreev A.V. Electron in the interference field as a system for effective nonlinear transformations of superintense laser pulses. // Opt. Lett., v.16, N 16, p. (1991).
36. Андреев А.В., Хачатуров Р.В. Самофокусировка импульсного рентгеновского излучения в плазме. // Вест. МГУ, сер. физика и астр., т.36, N

- 3, с.25-33 (1995).
37. Andreev A.V. Neutron scattering by electrostatic field and laser field of ultrahigh intensity. // *Laser Physics*, v.15, N 5, p.728-735 (2005).
 38. Андреев А.В., Андреева О.А., Балакин А.В., Буше Д., Масселин П., Ожередов И.А., Прудников И.Р., Шкуринов А.П. О механизмах генерации второй гармоники в одномерных периодических средах. // *Квантовая электроника*, т.28, вып.1, с.75-80 (1999).
 39. Андреев А.В., Балакин А.В., Буше Д., Масселин П., Ожередов И.А., Шкуринов А.П. Компрессия фемтосекундных оптических импульсов в тонких одномерных фотонных кристаллах. // *Письма ЖЭТФ*, т.71, вып.9, с.539-543 (2000).
 40. Andreev A.V., Balakin A.V., Ozheredov I.A., Shkurinov A.P., Masselin P., Mouret G., Boucher D. Compression of fs laser pulses in thin one-dimensional photonic crystals. // *Phys. Rev. E*, v.63, p.016602-1 - 016602-9 (2000).
 41. Андреев А.В., Козлов А.Б. Возбуждение волноводных мод в одномерном фотонном кристалле. // *Квантовая электроника*, т.31, №5, с. 443-447 (2001).
 42. Andreev A.V., Balakin A.V., Kozlov A.B., Ozheredov I.A., Prudnikov I.R., Shkurinov A.P., Masselin P., and Mouret G. Four-wave mixing in one-dimensional photonic crystals: inhomogeneous wave excitation. // *JOSA B*, v.19, no.8, p.1865-1872 (2002).
 43. Andreev A.V., Balakin A.V., Kozlov A.B., Ozheredov I.A., Prudnikov I.R., Shkurinov A.P., Masselin P., and Mouret G. Nonlinear processes in photonic crystals under the noncollinear interaction. // *JOSA B*, v.19, no.9, p.2083-2093 (2002).
 44. Andreev A.V., Kozlov A.B. Self-consistent linear-optical response of thin metal films. // *Phys. Rev. B*, v. 68, p. 195405-1 - 195405-13 (2003).
 45. Andreev A.V., Nazarov M.M., Prudnikov I.R., Shkurinov A.P., and Masselin P. Noncollinear excitation of surface electromagnetic waves: Enhancement of nonlinear optical surface response. // *Phys. Rev. B*. v.68, p. 2354XX_1 - 2354XX_14 (2003).
 46. Andreev A.V., Nazarov M.M., Prudnikov I.R., Shkurinov A.P., and Masselin P. Noncollinear excitation of surface electromagnetic waves: Enhancement of nonlinear optical surface response. // *Phys. Rev. B*. v.68, p. 035403_1 - 035403_14 (2004).
 47. Андреев А.В., Корнеев А.А., Мукина Л.С., Назаров М.М., Прудников И.Р., Шкуринов А.П. Особенности возбуждения поверхностных плазмонов при неколлинеарном рассеянии света. // *Квантовая электроника*, т.35, №1, с.27-32 (2005).
 48. Andreev A.V., Korneev A.A., Mukina L.S., Nazarov M.M., Prudnikov I.R., Shkurinov A.P. Simultaneous generation of second and third optical har-

- monics on a metal grating. // *Phys. Rev. B*, v.74, 235421-1 – 235421-7 (2006).
49. Андреев А.В., Корнеев А.А., Прудников И.Р. Особенности усиления процесса генерации третьей гармоники в условиях неколлинеарной геометрии возбуждения поверхностного плазмона на металлической дифракционной решётке. // *Квантовая электроника*, т.37, № 3 (2007).
 50. Бушуев В.А., Кузьмин Р.Н. Когерентный комптон-эффект в кристаллах. // *ЖТФ*, т. 44, № 12, с.2568-2571 (1974).
 51. Бушуев В.А., Кузьмин Р.Н. Неупругое рассеяние рентгеновского и синхротронного излучений в кристаллах. Когерентные эффекты в неупругом рассеянии. // *УФН*, т.122, № 1, с.81-124 (1977).
 52. Колпаков А.А., Бушуев В.А., Кузьмин Р.Н. Диэлектрическая проницаемость в рентгеновском диапазоне частот. // *УФН*, т.126, № 3, с.1128-1135 (1978).
 53. Бушуев В.А., Любимов А.Г., Кузьмин Р.Н. Экспериментальное обнаружение дифракционных провалов в энергетических спектрах комптоновского рассеяния в кристаллах. // *ФТТ*, т.26, № 11, с.3480-3482 (1984).
 54. Бушуев В.А., Любимов А.Г., Кузьмин Р.Н. Когерентный комптон-эффект в условиях резко асимметричной брэгговской дифракции. // *Письма ЖТФ*, т.12, № 3, с.141-146 (1986).
 55. Бушуев В.А., Любимов А.Г. Неупругое рассеяние рентгеновских лучей в совершенных кристаллах кремния в условиях Лауэ-дифракции. // *Письма ЖТФ*, т.13, № 12, с. 744-749 (1987).
 56. Бушуев В.А. Комптоновское рассеяние в условиях дифракции рентгеновских лучей как метод исследования электронной структуры кристаллов. // *ЖТФ*, т.58, № 4, с.800-810 (1988).
 57. Бушуев В.А., Казимиров А.Ю., Ковальчук М.В. Определение вклада валентных электронов в атомный фактор рассеяния кремния с помощью комптон-эффекта, возбуждаемого стоячей рентгеновской волной. // *Письма ЖЭТФ*, т.47, № 3, с.154-156 (1988).
 58. Bushuev V.A., Kazimirov A.Yu., Kovalchuk M.V. Coherent Compton effect under conditions of X-ray dynamical Laue diffraction. // *Phys. Stat. Sol. (b)*, v.150, № 1, p.9-18 (1988).
 59. Бушуев В.А. Статистическая динамическая теория дифракции рентгеновских лучей в несовершенных кристаллах с учетом углового распределения интенсивностей. // *Кристаллография*, т.34, № 2, с.279-287 (1989).
 60. Бушуев В.А. Влияние дефектов структуры на угловое распределение рентгеновской дифракции в кристаллах с нарушенным поверхностным слоем. // *ФТТ*, т.31, № 11, с.70-78 (1989).
 61. Бушуев В.А. Влияние диффузного рассеяния на угловые зависимости

- выхода вторичных процессов, возбуждаемых стоячей рентгеновской волной в кристаллах с дефектами структуры. // Кристаллография, т.39, № 5, с.803-810 (1994).
62. Бушуев В.А. Влияние многократного диффузного рассеяния на Лауэ-дифракцию рентгеновских лучей в кристаллах с хаотически распределенными дефектами. // Кристаллография, т.39, № 6, с.983-990 (1994).
63. Бушуев В.А. Статистическая динамическая теория вторичных процессов в условиях дифракции рентгеновских лучей в кристаллах с нарушенным поверхностным слоем. // ФТТ, т.37, № 1, с.249-260 (1995).
64. Бушуев В.А., Ингал В.Н., Беляевская Е.А. Динамическая теория формирования изображения некристаллических объектов в методе фазодисперсионной интроскопии. // Кристаллография, т.41, № 5, с.808-816 (1996).
65. Bushuev V.A., Beliaevskaya E.A., Ingal V.N. Wave-optical description of X-ray phase contrast images of weakly absorbing non-crystalline objects. // Nuovo Cimento, v.19D, № 2-4, p.513-520 (1997).
66. Бушуев В.А., Ингал В.Н., Беляевская Е.А. Волновая теория рентгеновской фазоконтрастной интроскопии. // Кристаллография, т.43, N 4, с.586-595 (1998).
67. Бушуев В.А., Сергеев А.А. Новые возможности метода фазового контраста для рентгеновской диагностики атеросклероза. // Письма в ЖТФ, т.24, N 21, с.55-60 (1998).
68. Бушуев В.А., Сергеев А.А. Обратная задача в методе рентгеновского фазового контраста. // Письма ЖТФ, т.25, № 3, с.1-7 (1999).
69. Бушуев В.А., Ингал В.Н., Беляевская Е.А., Сергеев А.А. Рентгеновская фазоконтрастная томография. // Металлофизика, новейшие технологии, т.24, № 4, с.559-569 (2002).
70. Бушуев В.А., Петраков А.П. Рентгеновский фазовый контраст воздушного шнура, нагретого лазерным пучком. // Кристаллография, т.46, N 2, с.209-214 (2001).
71. Ингал В.Н., Беляевская Е.А., Бушуев В.А. Способ фазовой рентгенографии объектов и устройство для его осуществления (варианты). // Патент РФ RU N 2115943 C1. Приоритет от 16 января 1997г., свидетельство от 20 июля 1998г., бюл. N 20. (N 142).
72. Бушуев В.А. Интроскопия - новый поворот. // Наука в России, N 3, с.19-24 (2002).
73. Ломов А.А., Шитов Н.В., Бушуев В.А., Баранов А.И. Структурный фазовый переход в приповерхностном слое монокристаллов дейтеросульфата цезия. // Письма ЖЭТФ, т.55, № 5, с.297-300 (1992).
74. Бушуев В.А., Петраков А.П. Рентгенодифракционные исследования зависимости профилей деформации и аморфизации приповерхностных слоев монокристалла кремния от дозы имплантации ионами бора. //

- Кристаллография, т.40, № 6, с.1043-1049 (1995).
75. Бушуев В.А., Петраков А.П. Влияние изохорного отжига на структуру кристаллов кремния, облученных ионами бора. // Кристаллография, т.40, № 6, с.1050-1055 (1995).
 76. Бушуев В.А., Кютт Р.Н., Хапачев Ю.П. Физические принципы рентгенодифрактометрического определения параметров реальной структуры многослойных эпитаксиальных пленок. Монография, КБГУ, Нальчик, 1996, 179 с.
 77. Бушуев В.А., Петраков А.П. Рентгенодифрактометрическая диагностика лазерной диффузии алюминия в кремний. // ЖТФ, т.70, N 5, с.92-96 (2000).
 78. Ломов А.А., Бушуев В.А., Караванский В.А. Исследование шероховатостей поверхности и границ раздела пористого кремния высокоразрешающими рентгеновскими методами. // Кристаллография, т.45, N 5, с.915-920 (2000).
 79. Ломов А.А., Бушуев В.А., Имамов Р.М., Бокки К., Францози П. Асимптотическое диффузное рассеяние рентгеновских лучей в монокристаллах GaAs, легированных кремнием. // Кристаллография, т.44, N 4, с.674-683 (1999).
 80. Ломов А.А., Бушуев В.А., Караванский В.А., Бейлис С. Структура слоев пористого германия по данным высокоразрешающей рентгеновской дифрактометрии. // Кристаллография, т.48, N 2, с.362-371 (2003).
 81. Karavanskii V.A., Lomov A.A., Sutyryn A.G., Bushuev V.A., Loikho N.N., Melnik N.N., Zavaritskaya T.N., Bayliss S. A. Observation of nanocrystals in porous stain-etched germanium. // Phys. Stat. Sol. (b), v.197, N 1/2, p.144-149 (2003).
 82. Karavanskii V.A., Lomov A.A., Sutyryn A.G., Busuev V.A., Loiko N.N., Melnik N.N., Zavaritskaya T.N., Bayliss S. Raman and X-ray studies of nanocrystals in porous stain-etched germanium // Thin Solid Films, v.437, N 1/2, p.290-296 (2003).
 83. Бушуев В.А., Орешко А.П. Зеркальное отражение рентгеновских лучей в условиях резко асимметричной некопланарной дифракции в кристалле с аморфной пленкой. // ФТТ, т.43, N 5, с.906-912 (2001).
 84. Бушуев В.А., Имамов Р.М., Мухамеджанов Э.Х., Орешко А.П. Зеркальное отражение рентгеновских лучей в условиях скользящей дифракции в кристалле с аморфным слоем на поверхности. // Кристаллография, т.46, N 6, с.991-999 (2001).
 85. Bushuev V.A., Imamov R.M., Mukhamedzhanov E.Kh., Oreshko A.P. Detection of ultrathin amorphous layers by means of specular reflection under grazing-incidence diffraction conditions. // J. Phys. D, v.35, N 5, p.1422-1427 (2002).
 86. Бушуев В.А., Ломов А.А., Сутырин А.Г. Восстановление профиля рас-

- пределения плотности приповерхностного слоя в методе рентгеновской рефлектометрии // Кристаллография, т.47, N 4, с.741-749 (2002).
87. Бушуев В.А., Орешко А.П. Зеркальное отражение рентгеновских лучей в условиях резкоасимметричной некопланарной дифракции на бикристалле. // Кристаллография, т.48, N 2, с.212-218 (2003).
88. Бушуев В.А., Козак В.В. Влияние корреляции межслойных шероховатостей на дифракцию рентгеновских лучей в многослойных структурах. // Кристаллография, т.42, № 5, с.809-817 (1997).
89. Бушуев В.А., Козак В.В. Статистическая теория формирования межслойных шероховатостей и диффузного рассеяния рентгеновских лучей. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, N 2, с.96-100 (1999).
90. Манцызов Б.И., Кузьмин Р.Н. О когерентном взаимодействии света с дискретной периодической резонансной средой. // ЖЭТФ, т.91, № 1(7), с.65-77 (1986).
91. Mantsyzov B.I. Gap 2π -pulse with an inhomogeneously broadened line and an oscillating solitary wave. // Phys. Rev. A, v.51, No 6, с.4939-4943 (1995).
92. Манцызов Б.И., Сильников Р.А. Осциллирующий брэгговский 2π -импульс в резонансно поглощающей решетке.// Письма в ЖЭТФ, т.74, №9, с.511-514 (2001).
93. Mantsyzov B.I., Silnikov R.A. Unstable excited and stable oscillating gap 2π -pulses. // J. Opt. Soc. Am. B, v.19, No.9, p.2203-2207 (2002).
94. Mantsyzov B.I., Mel'nikov I.V., Aitchison J.S. Controlling light by light in a one-dimensional resonant photonic crystal. // Phys. Rev. E, v.69, p.055602(R) (2004).
95. Mel'nikov I.V., Aitchison J.S., Mantsyzov B.I. Gap soliton dynamics in a nonuniform resonant structure. // Optics Letters, v.29, No 3, p.289-291 (2004).
96. Mantsyzov B.I., Mel'nikov I.V., Aitchison J.S. Dynamic control over optical solitons in a resonant photonic crystal. // IEEE J. Select Topics Quantum Electron., v.7, No5, p.893-899 (2004).
97. Манцызов Б.И. Оптический зумерон как результат биений внутренних мод брэгговского солитона. // Письма в ЖЭТФ, т.82, №5, с.284-289 (2005).
98. Mantsyzov B.I. Laue soliton in resonantly absorbing photonic crystal. // Optics Communications, v.189, p.275-280 (2001).
99. Петров Е.В., Манцызов Б.И. Изменения условий фазового синхронизма при генерации сигнала второй гармоники в конечном одномерном фотонном кристалле вблизи условия Брэгга: случаи слабой и сильной дифракций. // ЖЭТФ, т.128, №3, с.464-475 (2005).
100. Balakin A.V., Boucher D., Bushuev V.A., Koroteev N.I., Mantsyzov B.I.,

- Masselin P., Ozheredov I.A., and Shkurinov A.P. Enhancement of second-harmonic generation with femtosecond laser pulses near the photonic band edge for different polarizations of incident light. // *Optics Letters*, v.24, №12, p.793-795 (1999).
101. Балакин А.В., Буше Д., Бушуев В.А., Манцызов Б.И., Масселин П., Ожередов И.А., Шкуринов А.П. Усиление генерации сигнала суммарной частоты в многослойных периодических структурах на краях брэгговской запрещенной зоны. // *Письма в ЖЭТФ*, т.70, № 11, с.718-721 (1999).
102. Balakin A.V., Bushuev V.A., Mantsyzov B.I., Ozheredov I.A., Petrov E.V., Shkurinov A.P., Masselin P. and Mouret G. Enhancement of sum frequency generation near the photonic band gap edge under the quasi-phase-matching conditions. // *Phys. Rev. E*, v.63, p.046609 (2001).
103. Манцызов Б.И., Петров Е.В., Терешин Е.Б., Трофимов В.А. Динамика генерации второй гармоники в тонких одномерных структурах с фотонными запрещенными зонами. // *Изв. РАН, сер. физическая*, т.68, №12, с.1710-1713 (2004).
104. Бушуев В.А., Манцызов Б.И. Несинхронное усиление при генерации терагерцового излучения в нелинейном одномерном фотонном кристалле. // *Изв. РАН, сер. физическая*, т.67, №12, с.1714-1718 (2003).
105. Бушуев В.А., Манцызов Б.И., Петров Е.В. Усиление генерации терагерцового излучения в нелинейном одномерном фотонном кристалле с микрорезонатором. // *Изв. РАН, сер. физическая*, т.69, № 12, с.1799-1804 (2005).

СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ НА ЧАСТИЧНО СКОРРЕЛИРОВАННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ И КВАНТОВЫХ НИТЯХ

Профессор *Бушуев В.А.*

Построена статистическая кинематическая теория диффузного рассеяния рентгеновского излучения на кристаллах с нанометровыми квантовыми точками и квантовыми нитями, которая учитывает взаимную корреляцию их пространственного расположения.

Квантовые точки (КТ), т.е. локальные кристаллические структуры размером в несколько десятков нм, образуются в результате процесса самосборки через некоторое время после нанесения на кристаллическую по-

верхность (например, кремния или арсенида галлия) небольшого числа атомов другого вещества (например, менее одного монослоя атомов германия и т.п.) [1].

Предположим, что все КТ имеют одинаковую форму и объем. В кинематическом приближении интенсивность рассеяния [2, 3]:

$$I_{DS}(q_x, q_z) = C \int F(\mathbf{q}) |g(\mathbf{q})|^2 dq_y, \quad (1)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{S} - \mathbf{h}$, \mathbf{h} – вектор обратной решетки, $q_x = k_0(2\alpha - \Delta\vartheta)\sin\vartheta_B$, $q_z = k_0\Delta\vartheta\cos\vartheta_B$, $k_0 = 2\pi/\lambda$; $\alpha = \vartheta - \vartheta_B$, $g(\mathbf{q})$ – фурье-трансформанта фактора формы отдельной КТ (“дефекта”); $g(\mathbf{q}) = g_z(q_z)g_{xy}(q)$, где

$$g_z(q_z) = f_c \text{sinc}(\mathbf{j}_z) - f_d \text{sinc}(\mathbf{j}_z + \mathbf{Dj}) \exp(i\mathbf{Dj}), \quad (2.1)$$

$$g_{xy}(q) = 2J_1(qr_0)/(qr_0). \quad (2.2)$$

Здесь $\text{sinc}(\mathbf{b}) = \sin(\mathbf{b})/\mathbf{b}$, $\mathbf{j}_z = q_z a_z/2$, $\mathbf{Dj} = h(\mathbf{D}d/d)a_z/2$, J_1 – функция Бесселя 1-го порядка, $q = (q_x^2 + q_y^2)^{1/2}$. Функция

$$F(\mathbf{q}) = N + \langle \sum_m \sum_n \exp[i\mathbf{q}(\rho_m - \rho_n)] \rangle, \quad (3)$$

определяется характером расположения КТ по кристаллу. Для проведения статистического усреднения в (3) введем совместную вероятность $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}') d^2r d^2r' S_0^2$ нахождения КТ на расстоянии $r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ друг от друга. При $r \gg d_0$ $W(\mathbf{r}) = 1$ (КТ расположены полностью беспорядочно). Если $r \lesssim d_0$, где $d_0 = 2r_0$ – диаметр КТ, то $W(\mathbf{r}) = 0$ (соседние КТ не могут пересекаться). Тогда

$$F(q) = N[1 - C(q) + NF_0(q)], \quad (4)$$

где $C(\mathbf{r}) = 1 - W(\mathbf{r})$,

$$C(q) = 2pn_0 \int_0^\infty C(r)rJ_0(qr)dr, \quad F_0(q) = 4J_1^2(qR_0)/(qR_0)^2.$$

С учетом случайных отклонений КТ от средних значений r_j

$$W(r) = (2pn_0)^{-1} \sum_j c_j G(r - r_j), \quad (5)$$

$$G(r - r_j) = [s_j(2p)^{1/2}]^{-1} \exp[-(r - r_j)^2/2s_j^2].$$

Здесь c_j – координационные числа (числа КТ на окружности с радиусом

$r_j = r_j l_0$, $s_j^2 = j s_0^2$, s_0 – дисперсия флуктуаций расстояний между соседними КТ. Величины c_j и r_j зависят от модели упаковки квантовых точек. Например, в случае гексагональной плотной испорченной упаковки безразмерные радиусы $r_1 = 1$, $r_2 = \sqrt{3}$, $r_3 = 2$, $r_4 = \sqrt{7}$, $r_5 = 3$, а координационные числа $c_1 = c_2 = c_3 = 6$, $c_4 = 12$, $c_5 = 6$. При достаточно больших номерах j , когда КТ распределены хаотично, удобно считать, что радиусы $r_j = l_0 j^{1/2}$, откуда следует, что все координационные числа $c_j = p$ (см. рис. 1 и 2).

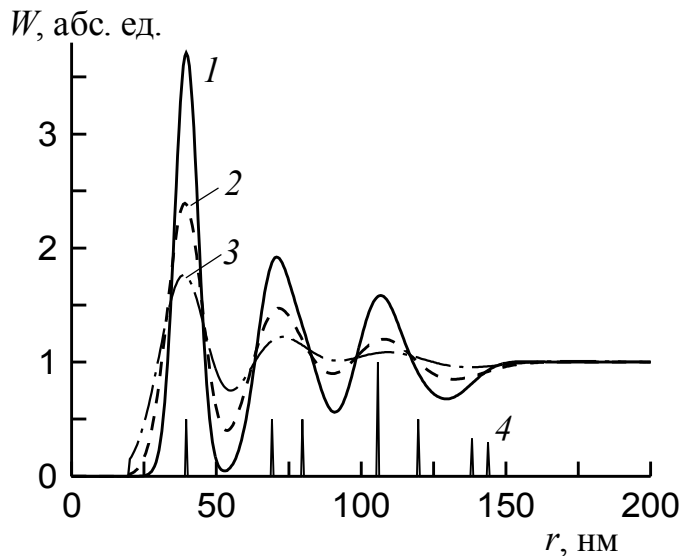


Рис. 1. Влияние величины дисперсии s_0 на функцию радиального распределения квантовых точек $W(r)$ в случае гексагональной испорченной упаковки. Радиус КТ $r_0 = 10$ нм, среднее расстояние $l_0 = 2d_0$, дисперсии s_0 : 1 – $0.2 d_0$, 2 – $0.3 d_0$, 3 – $0.4 d_0$. Вертикальные отрезки 4 показывают величины радиусов координационных окружностей

Аналогичным образом строится теория рассеяния на квантовых нитях.

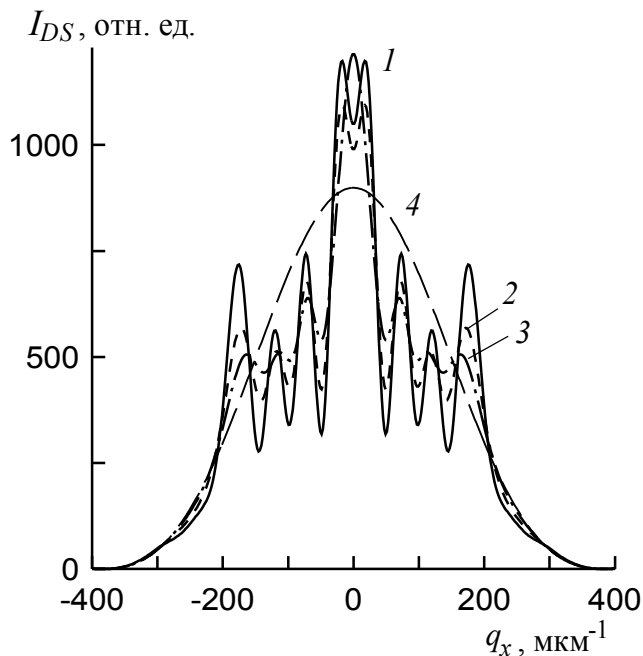


Рис. 2. Распределение интенсивности диффузного рассеяния $I_{DS}(q_x, 0)$ CuK_α -излучения в окрестности узла $\text{Si}(111)$ на квантовых точках из германия. Кривая 4 – интенсивность рассеяния в случае полного беспорядка, $N = 900$. Остальные параметры и обозначения как на рис. 1

Итак, основной отличительной чертой рассеяния от кристаллов с пространственно скоррелированными КТ является наличие четко выраженных дополнительных максимумов на кривых дифракционного отражения и картах распределения интенсивности рассеяния вблизи узла обратной решетки. Появление этих особенностей связано с диффузным рассеянием рентгеновских лучей на частично упорядоченных вдоль поверхности образца квантовых точках.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 06-02-17249, № 05-02-16770) и Госконтракта № 02.434.11.7103 с Роснаукой.

Литература

1. Кобаяси Н. Введение в нанотехнологию. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2005.
2. Karavanskii V.A., Lomov A.A., Bushuev V.A. *et al.* // Phys. Stat. Sol. (a). 2003. V. 197, № 1. P. 144.
3. Ломов А.А., Бушуев В.А., Караванский В.А., Бэйлис С. // Кристаллография. 2003. Т. 48. № 2. С. 362.

СТУПЕНЧАТЫЙ ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЙ

Профессор *Кузьмин Р.Н.*

Явления переноса излучения и энергии представляются, как распространение электромагнитного излучения (квантов или фотонов), частиц (электронов, протонов, нейтронов и других элементарных частиц, включая гравитоны и аксионы), звука, газа, жидкости и плазмы через различные среды (периодические, неоднородные, турбулентные). Классический, феноменологический подход в теориях переноса использует приближение лучевой оптики, в которой не рассматриваются когерентные поля излучения. Простейшим видом переноса является перенос массы по классической траектории. В свободном пространстве рассматривается скалярное волновое поле в виде некогерентных пучков. Основное интегро-дифференциальное уравнение переноса связано с яркостью пучков и определяет рассеяние и поглощение в малых объемах сред. Для неоднородных и нестационарных сред уравнения переноса излучения значительно усложняются. Появляются отдельные задачи переноса излучения для гамма-

квантов, нейтронов, плазмы, учета когерентности, кооперативных явлений и т.д. в случае плотных и сильно рассеивающих средах. В рамках длин волн излучения больших размеров характерных масштабов флуктуаций среды особых математических трудностей не возникает. Другое дело, когда процесс взаимодействия излучения со средой происходит в условиях не потенциального, мгновенного рассеяния, а с временной задержкой акта переиспускания излучения квантовой системой. Такие процессы в обобщенном понимании являются различными типами реакций в атомной и ядерной системах, в которых реакции могут в масштабах рассеивающего центра идти по разным каналам. Например, резонансное рассеяние гамма-кванта на ядре и потенциальное на электронной оболочке атома. В этом случае квант полностью «забывает» свое состояние до поглощения и может быть испущен в любом направлении и даже образовать второй, электронный канал переноса (аналог ступенчатого переноса излучения). В случае периодической среды и небольших энергий, когда импульс отдачи кванта передается среде, как целому (эффект Мессбауэра) наблюдаются когерентные процессы. Ядро и атом как бы образуют плечо интерферометра. Рассмотрены нанорезонаторы для рентгеновского, гамма излучений и нейтральных частиц (нейтронов), которые могут служить своеобразными накопителями излучений. Еще недостаточно изучены явления переноса для скоростей близких к скорости света. Этими проблемами в основном занимается астрофизика (нейтронные звезды) и, отчасти, геофизика при анализе теплопередачи через излучения. На итоги переноса излучения влияет длительность актов трансформации излучения и время протекания супернакопительных процессов. В качестве наглядных иллюстраций макроквантования (в рамках соотношения неопределенностей Гайзенберга) приведены результаты опытов с испаряющейся жидкостью, истечением жидкости из смачиваемых отверстий, образованием пузырьков газа в жидкости. В последнем случае жидкость можно представить, как аналог кварк-глюонного вакуума, для которого «невыветание» пузырьков из «адронной» жидкости требует повышения ее энергии. Все приводимые результаты рассмотрены в рамках феноменологической теории ступенчатого переноса излучения.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СИСТЕМЕ ПАЛЛАДИЙ-ВОДОРОД С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Доцент *Авдюхина В.М.*, ст.науч.сотр. *Ревкевич Г.П.*,
аспирант *Назмутдинов А.З.*

В связи с развитием водородной энергетики и ряда наукоемких технологий в различных отраслях промышленности усилился интерес к эффективным способам производства водорода. В настоящее время наиболее перспективным является способ извлечения особо чистого водорода из промышленных газовых смесей с помощью диффузии через мембраны из палладиевых сплавов. Однако проблема создания таких мембран до настоящего времени еще не решена. Это связано с тем, что имеющиеся промышленные мембраны не выдерживают длительную эксплуатацию.

Взаимодействие водорода с металлами и дефектами лежит в основе термодинамической стабильности, кинетических процессов (процессы адсорбции, абсорбции и десорбции водорода), изменении морфологии поверхностей и структурной эволюции (изменение кристаллической структуры, фазовые переходы, образование дислокаций, вакансий, сложных дефектных комплексов и пр.). Известно, что улучшение свойств водородо-содержащих соединений и гидридов может быть достигнуто за счет введения в палладий легирующих добавок элементов разной степени сродства с водородом. Таким образом, научно-обоснованный выбор легирующих добавок, обеспечивающих получение палладиевых сплавов, обладающих повышенной водородопроницаемостью, коррозионной стойкостью, низкой склонностью к дилатации при работе в атмосфере водорода, является важным и актуальным вопросом в настоящее время.

Изменения структурного состояния в сплавах палладия с металлами при насыщении их водородом и последующей релаксации существенным образом определяются соотношением сил взаимодействия водорода с атомами палладия и легирующими компонентами. При этом необходимо учитывать, что при насыщении сплавов водородом в них образуется большое количество вакансий [1÷2]. Таким образом, можно говорить о четырех составляющих, влияющих на состояние системы.

В настоящей работе представлены результаты изучения структурного состояния сплавов Pd-8.3ат.%Y, Pd-8ат.%Er и Pd-8,2ат.%Sm, вторые компоненты которых относятся к редкоземельным металлам и обладают большим сродством к водороду, чем атомы палладия. Все указанные сплавы имеют близкие диаграммы состояния [3], согласно которым раствори-

мость второго компонента при $900\div 1000^{\circ}\text{C}$ составляет порядка 12 ат.%. При понижении температуры растворимость РЗМ в палладии падает, но точное положение границы их растворимости при комнатной температуре неизвестно.

Методами электронной дифракции было обнаружено что при комнатной температуре в системе Pd-РЗМ могут сосуществовать две фазы: α -твердый раствор РЗМ в палладии и упорядоченная по типу Pd_7Cu фаза $\text{Pd}_7(\text{РЗМ})$. Проведенные нами расчеты показали, что при упорядочении по типу Pd_7Cu , соотношение интенсивности сверхструктурных (при полном дальнем порядке) и структурных максимумов может быть обнаружено лишь при изучении диффузного рассеяния рентгеновских лучей, что и было подтверждено экспериментально при исследовании сплава Pd-8,2ат.%Sm [4].

Все представленные нами результаты получены с использованием рентгенодифракционных методов, которые позволили определить и проанализировать положение, интегральную интенсивность и интегральную ширину дифракционных максимумов исследуемых сплавов после насыщения их водородом и в процессе релаксации. Измерения проводились на автоматизированном дифрактометре с использованием $\text{Cu K}_{\alpha 1}$ –излучения.

Образец сплава Pd-8.3ат.%Y (в виде 130мкм фольги) насыщался водородом в электролитической ванне. Такой способ позволял проводить насыщение с обеих сторон образца. Гидрирование проводилось три раза: первый раз плотность тока (j) составляла $2.5\text{mA}/\text{cm}^2$ и насыщение велось в течение 0.5ч, второй и третий раз – при $j=10\text{mA}/\text{cm}^2$ в течение 0.5ч. После насыщения образец хранился в нормальных условиях. Было обнаружено, что содержание водорода $\frac{n_{\text{H}}}{n_{\text{Pd-Y}}}$ со стороны насыщения составило 0.22, с противоположной стороны – 0.24. На дифрактограмме наблюдалась одна система линий, соответствующая ГЦК решетки. Через 840ч релаксации после третьего насыщения образца было обнаружено, что линия (200) с обеих сторон фольги распалась на два пика, существенно разной ширины. Соответствующие результаты приведены на рис.1. Из рисунка видно, что вновь образуемый дифракционный максимум имеет меньшую ширину, что свидетельствует о том, что новая фаза менее дефектна. Этот результат является дополнительным доказательством того, что в сплаве Pd-8.3ат.%Y под воздействием водорода (максимум за 840ч релаксации) при комнатной температуре произошел фазовый распад на две сосуществующие фазы: α -твердый раствор Pd-7.3ат.%Y-H и фазу $\text{Pd}_7\text{Y-H}$.

Было установлено, что в фазе Pd₇Y растворено много водорода: $\frac{n_H}{n_{Pd-Y}} = 0.3$. В фазе, которой соответствует «основной» пик, также остается много водорода после 840ч релаксации: со стороны насыщения $\frac{n_H}{n_{Pd-Y}} = 0.14$, а с противоположной – $\frac{n_H}{n_{Pd-Y}} = 0.20$.

Экспериментально обнаруженный распад однофазного образца сплава Pd-8.3ат.%Y после гидрирования в процессе релаксации свидетельствует о значительном увеличении коэффициента диффузии атомов иттрия в присутствии водорода (а, возможно, и вакансий, которые поступили в матрицу сплава в процессе гидрирования).

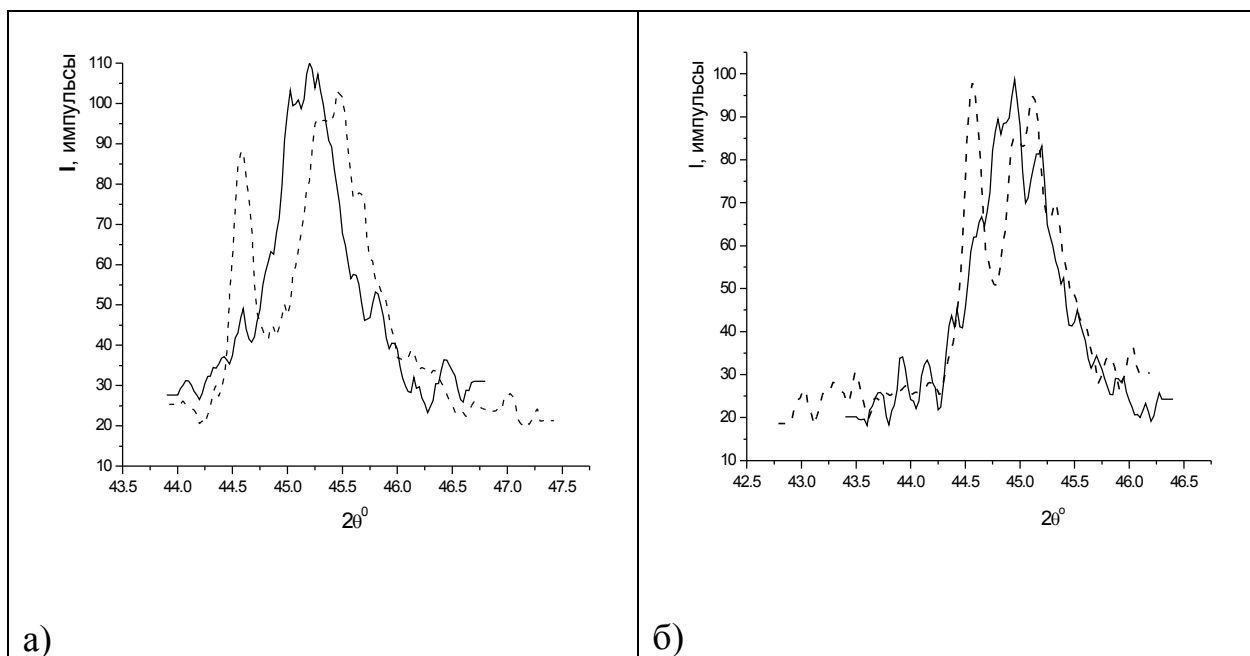


Рис.1. Дифракционный максимум (200) после третьего гидрирования сплава Pd-8.3ат.%Y (сплошная линия) и после 840-часовой релаксации (штриховая линия); а) сторона насыщения, б) противоположная насыщению сторона

При рентгенодифракционном исследовании сплава Pd-8,2ат.%Sm нами было установлено, что временная зависимость его фазового состава является осциллирующей [5]. Для объяснения полученного результата вспомним, что сплав данного состава согласно диаграмме состояния должен быть двухфазным. Обнаруженная экспериментально его однофазность в исходном состоянии связана с тем, что в обычных условиях скорости диффузионных процессов очень малы, и гомогенизирующий отжиг образца перед насыщением

его водородом не привел к достижению равновесия. Начальная же обработка водородом привела не только к резкому усилению степени неравновесности сплава, но и к ускорению диффузии атомов самария, в результате чего сплав после 27 тыс.ч релаксации при комнатной температуре оказался близким к равновесному состоянию, т.е. двухфазному. Повторное мощное насыщение водородом ($j=80$ мА/см² в течение 2 ч) привело исследуемый образец в состояние, которое можно охарактеризовать более далеким от кривой равновесия, т.е. в однофазную область. С этих позиций обнаруженное явление может быть связано с тем, что в условиях сильной неравновесности системы Pd-Sm-H при неполной релаксации в ней происходят неравновесные фазовые превращения, и в зависимости от степени неравновесности начального и "конечного" состояний она может оказаться либо однофазной, либо двухфазной. Чем больше степень неравновесности, тем более вероятно, что при релаксации образца возникнет однофазная система. Таким образом ясно, что комбинируя определенным образом возмущающее воздействие водородом и последующую релаксацию, можно создать в системе осциллирующие структурные изменения, которые наблюдались в сплаве Pd-8,2ат.%Sm-H.

Еще более интересные результаты были получены при исследовании сплава Pd-8ат.%Er после насыщения его водородом при $j=80$ мА/см² в течение 1 часа [6-7]. На рис.2 представлены изменения доли богатой эрбием фазы (С) и разницы в концентрации эрбия в богатой и бедной эрбием фазах (ΔC_{Er}) для области когерентного рассеяния (ОКР) 110. Видно, что С и ΔC_{Er} немонотонно изменяются во времени. Аналогичные зависимости С(t) и $\Delta C_{Er}(t)$ были получены и для ОКР других ориентировок. Причем, экстремумы ΔC_{Er} и С не совпадают как по времени дегазации, так и по скорости их изменения для разных ОКР.

Из рентгендифракционных данных было установлено, что при насыщении сплава Pd-8ат.% Er водородом в нем, как в богатых, так и в бедных эрбием областях за счет восходящей диффузии атомов водорода возникают H-D-M-V-комплексы, концентрация водорода и вакансий в которых выше средней. Вследствие высокого сродства между атомами водорода (которыми эти комплексы обогащены) и атомами эрбия возникает восходящая диффузия и для атомов эрбия. Поэтому эти дефектные комплексы становятся своеобразными стоками для атомов эрбия. H-D-M-V-комплексы устойчивы [8], поэтому они представляют собой ловушки для атомов эрбия. Вокруг ловушек формируются области, которые при насыщении и на начальной стадии дегазации дополнительно обогащаются эрбием, поэтому через них эрбий диффундирует в ловушки. В результате на

начальной стадии релаксации происходит увеличение различий между концентрацией эрбия в богатых и бедных им областях, что подтверждается экспериментально. После того, как различие в концентрации эрбия станет заметно превышать равновесные или метастабильные значения, усиливается градиентная диффузия, и процесс идет в противоположную сторону. В этом процессе, безусловно, участвуют атомы эрбия, окружающие ловушки, но возможно на каких-то этапах и ловушки.

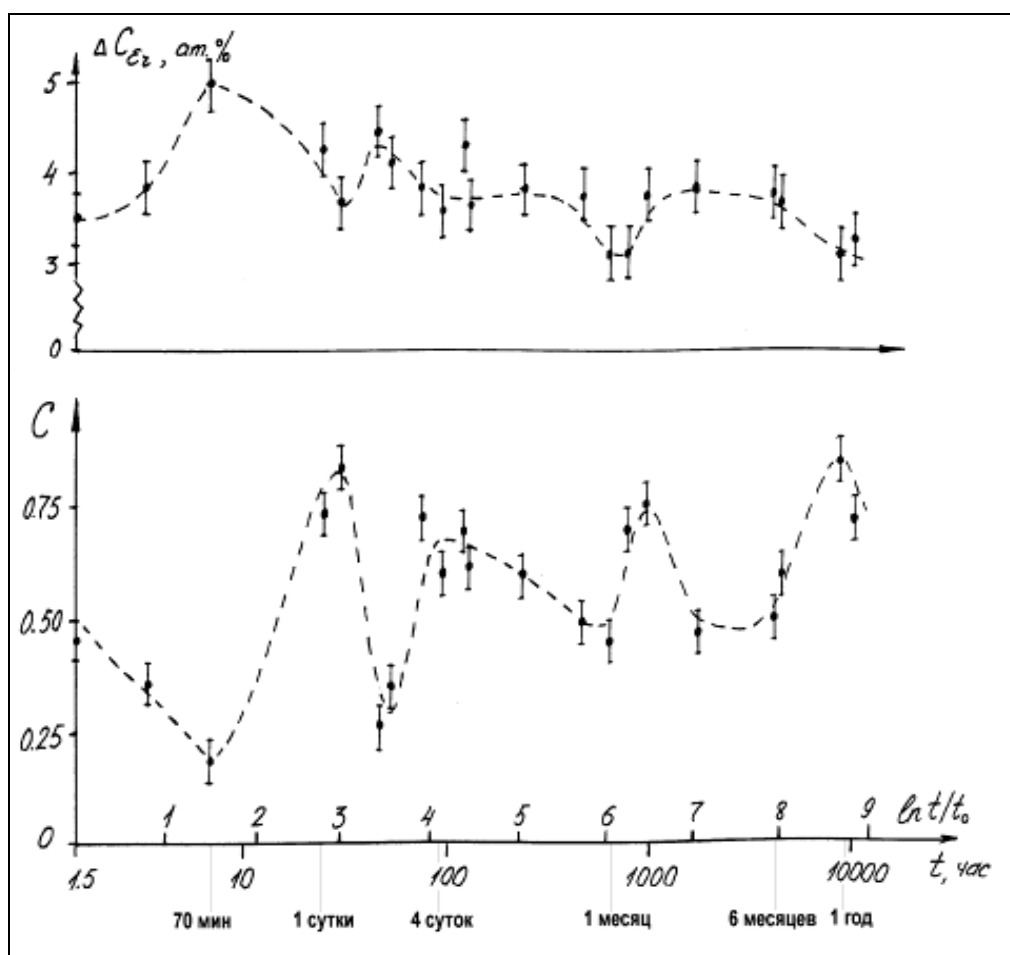


Рис.2. Временная зависимость разницы концентрации эрбия в богатой и бедной эрбием фазах (ΔC_{Er}) и доли богатой эрбием фазы (C) для сплава Pd-8ат.% Er-N в ОКР (110)

Интересной особенностью обнаруженного экспериментально явления является то, что диффузионный обмен между атомами Pd и Er не сводится только к увеличению концентрации эрбия в богатых и ее понижению в бедных Er областях. Происходит также изменение долей самих областей, богатых и бедных эрбием. Последнее может быть связано только с тем, что на каких-то этапах процесса эволюции рассматриваемых систем происходит увеличение концентрации Er и в некоторых бедных эрбием областях за

счет других бедных им областей. Это, в действительности, является естественным следствием существования H-D-M-V- комплексов, как в богатых, так и в бедных эрбием областях, которые индуцируют восходящие потоки атомов эрбия, что и приводит к росту С. Перемещение атомов эрбия через границы ОКР неизбежно приводит к тому, что оно может происходить и через границы областей разной ориентировки. В связи с этим становится ясным и не совпадение фаз изменения С и ΔC_{Er} , обнаруженные нами в эксперименте, поскольку эти процессы регулируются различными диффузионными потоками. Процесс нарастания концентрации эрбия в богатых им областях идет вплоть до появления критических значений концентрации, вслед за чем начинается обратный процесс. Множественность потоков и не совпадение их фаз и приводит к появлению осцилляций в фазовых превращениях, которые мы наблюдали.

Таким образом можно заключить, что во всех рассмотренных сплавах палладия с РЗМ наблюдается сложная структурная эволюция после насыщения их водородом в процессе длительной релаксации (в сплаве Pd-8ат.% Er-H, например, наблюдение за структурными характеристиками велось более полутора лет). Приведенные результаты также свидетельствуют о том, что гидрирование сплавов на основе палладия, второй компонент которых обладает большим сродством к водороду, чем матрица сплава, приводит к существенному (на несколько порядков) повышению коэффициента диффузии атомов примеси (Y, Sm, Er). Возникающие в результате насыщения фазовые превращения, прежде всего, связаны с неоднородным распределением в матрице сплава водорода, что ведет к неоднородному перераспределению атомов второго компонента. Образующаяся при этом система Pd-M-H является неравновесной, что приводит к тому, что идущие в ней фазовые превращения могут иметь осциллирующий характер. Резко возрастающая диффузия второго компонента позволяет наблюдать эти превращения на сравнительно малом временном интервале.

Работа поддержана грантом РФФИ № 05-02-16533.

Литература

1. Fukai Y., Okuma N. // Phys. Rev. Lett. 1994, V. 73, P.1640.
2. V. M. Avdyukhina, A. A. Anishchenko, A. A. Katsnel'son and G. P. Revkevich // Physics of the Solid State, 2004, V46, N 2 , P.265.
3. Лякишев Н.П. // Диаграммы состояния двойных металлических систем. М. Машиностроение. 2001, т.3, кн.1, с.824, с.849.
4. Ревкевич Г.П., Миткова М.К., Кацнельсон А.А. // Вестник Московского Университета. Сер.3. Физика. Астрономия. 1997, №4, с.27.
5. Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П., Авдюхина В.М. // Вестник Московского Университета. Сер.3. Физика. Астрономия. 1997, №3, с.68.

6. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Прокофьев Н.А., Ревкевич Г.П. // Вестник Московского Университета. Сер.3. Физика. Астрономия. 1998, №2, с.70.
7. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. // Вестник Московского Университета. Сер.3. Физика. Астрономия. 1999, №5, с.44.
8. Avdyukhina V.M., Revkevich G.P., Katsnel'son A.A. // J. Alter. Energ. Ecolog. 2005. N 7. P.20.

МОДЕРНИЗАЦИЯ ПАКЕТА ПРОГРАММ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ И РАСЧЕТА СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Доцент *Бровкина Е.А.*, физик *Мельников М.М.*, профессор *Хунджуга А.Г.*

Рентгеновский метод исследования структурных фазовых превращений в монокристалле или одном зерне поликристалла является одним из наиболее информативных. Прямой расчет рентгенограмм, включающий определение ориентационного соотношения между кристаллическими решетками исходной фазы и фазы выделения, возможен далеко не всегда. Поэтому более перспективным представляется моделирование картин дифракции для некоторых гипотетических ориентационных соотношений с последующим сравнением с экспериментальными рентгенограммами.

Моделирование точечных дифракционных картин разрабатывается уже достаточно давно, в том числе, и на кафедре физики твердого тела физического факультета МГУ [1,2]. Оно основано на построении Эвальда и предусматривает расчет картин дифракции на зерне поликристалла, в котором в результате фазового превращения сформирована двухфазная структура, и кристаллические решетки основной фазы β - и фазы выделения γ - связаны строгим ориентационным соотношением вида:

$$\{H, K, L\} \langle h, k, l \rangle_{\beta} \parallel \{H', K', L'\} \langle h', k', l' \rangle_{\gamma}. \quad (1)$$

Рентгенограмма или микроэлектроннограмма такого объекта содержит в себе информацию о кристаллической структуре матричной фазы и мартенсита: параметры решетки, ориентационное соотношение, и соответствующий расчет позволяет извлечь данную информацию из экспериментальных точечных картин дифракции. Расчет дифракционных картин, по существу, сводится к проблеме индентирования рефлексов фазы выделения, которая может решаться, например, сравнением с модельной дифракционной кар-

тиной, построенной в соответствии с известными или предполагаемыми параметрами решетки и ориентационными соотношениями.

Имеющийся в наличие пакет программ предусматривал:

- автоматический расчет матриц перехода \hat{A} между кристаллическими решетками исходной фазы и фазы выделения по заданному ориентационному соотношению;
- учет кристаллографически эквивалентных вариантов ориентационного соотношения с помощью группы операторов симметрии исходной фазы \hat{S}_i ;
- моделирование рентгенограмм двухфазных кристаллов на смешанном излучении (рефлексы основной фазы формируются на белом излучении, рефлексы фазы выделения – на характеристическом).

Модернизация, выполненная в настоящей работе, состояла из адаптации и расширения пакета программ для применения его к исследованию мартенситных превращений в металлических сплавах. В первую очередь были учтены особенности фазовых превращений мартенситного типа:

- двойникование кристаллов мартенситной фазы, характерное для всех мартенситных сплавов и играющее в механизме эффекта памяти формы не меньшую роль, чем перестройка кристаллической решетки;
- разворот кристаллической решетки мартенсита на некоторый угол относительно первоначально заданной ориентации (разворот кристаллов мартенсита как целого), вызванный релаксацией упругой энергии.

При моделировании дифракционных картин двойникование кристаллов мартенсита может быть учтено путем замены матрицы перехода \hat{A} на матрицу $\hat{A}\hat{D}$, где \hat{D} - матрица двойникования, конкретный вид которой определяется плоскостью двойникования

$$\hat{D} = \frac{1}{\text{HH}_n + \text{KK}_n + \text{LL}_n} \begin{vmatrix} \text{HH}_n - \text{KK}_n - \text{LL}_n & 2\text{HK} & 2\text{HL} \\ 2\text{HK}_n & \text{KK}_n - \text{HH}_n - \text{LL}_n & 2\text{KL} \\ 2\text{HL}_n & 2\text{KL}_n & \text{LL}_n - \text{KK}_n - \text{HH}_n \end{vmatrix}$$

(H,K,L – индексы плоскости двойникования, $\text{H}_n, \text{K}_n, \text{L}_n$ - индексы нормали к плоскости двойникования) [3]. Замена матрицы \hat{A} на матрицу $\hat{A}\hat{D}$ дает возможность распространить методику моделирования картин дифракции на случай двойникования кристаллов.

Разворот кристалла мартенсита на угол Θ вокруг некоторой оси, задаваемой тройкой индексов направления $[u, v, w]$ в базисе матричной фазы, можно учесть путем соответствующего преобразования координат.

Важным моментом в эксплуатации пакета программ является визуализация результатов расчета – графическое построение модельных рентгенограмм (микроэлектроннограмм), возможность просмотра на экране монитора и вывод на печать, что и было реализовано путем создания окна программы. Посредством окна вводятся следующие исходные данные моделирования: геометрические параметры съемки (ориентация кристалла основной фазы по лучу и по вертикали), длина волны характеристического излучения, интервал длин волн сплошного спектра излучения, параметры кристаллических решеток основной фазы и мартенсита, ориентационное соотношение, плоскость двойникования, направление оси и угол поворота кристалла мартенсита. После введения исходных данных практически мгновенно рассчитанная рентгенограмма или микроэлектроннограмма выводится на экран и может быть распечатана в масштабе, соответствующем эксперименту.

Изменение конфигурации рефлексов на рентгенограммах и микроэлектроннограммах, связанное с двойникованием кристаллов мартенсита, было исследовано на примере сплавов на основе титана и циркония. В этих сплавах при закалке высокотемпературная ОЦК β фаза частично переходит в ГПУ мартенсит α' . Исходя из ориентационного соотношения Бургерса $\{110\}_{\beta} \parallel \{001\}_{\alpha'}$ между решетками исходной β фазы и мартенсита α' и системы двойникования мартенсита α' по плоскостям $\{102\}$, было проведено моделирование рентгенограмм и микроэлектроннограмм. Сравнение экспериментальных рентгенограмм с модельными показывает однозначное их соответствие, и, таким образом, возможность изучения двойникования мартенситных кристаллов методами рентгеновского анализа.

Моделирование рентгенограмм сплавов с мартенситными кристаллами, развернутыми относительно известного ориентационного соотношения, было выполнено для легированного никелида титана и также оказалось весьма продуктивным. Во-первых, удалось добиться лучшего совпадения экспериментальной и расчетной рентгенограмм. Во-вторых, была обнаружена определенная закономерность разворота кристаллов мартенсита в нескольких сплавах: по-видимому, в результате разворота устанавливается параллельное расположение плоскостей двойникования мартенсита и плоскостей типа $\{001\}$ или $\{110\}$ исходной фазы (или минимизации угла между указанными плоскостями). Наличие такой направленности упругого разворота может пролить свет на механизм термоупругости и эффекта памяти формы в сплавах с неупорядоченной кристаллической решеткой.

Литература

1. Илюшин А.С., Сорокин А.В., Хунджуа А.Г., Пестов И.В. Автоматизация исследования структурных аспектов фазовых превращений с помощью анализа картин дифракции на ЭВМ // Вестн. Моск. Ун-та, с. 3. физ. астроном. Т.31, № 2, с.98-99, 1990.
2. Хунджуа А. Г. Структурные превращения мартенситного типа в распающихся твердых растворах замещения. // Автореф. дисс. д. ф.-м. н. Москва.1997.
3. Хунджуа А.Г., Сорокин А.В., Чернов Е.В. Двойникование кристаллов мартенситной фазы // Вестн. Моск. Ун-та, с. 3. физ. астроном. Т.32, № 5, с.86-88, 1991.

Подсекция:

**БИОХИМИЧЕСКАЯ
И МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА**

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

СИСТЕМАТИЧЕСКИЙ ПЕРЕВЫБОРОЧНЫЙ МЕТОД В АНАЛИЗЕ ГЕННОЙ ЭКСПРЕССИИ

Ст.науч.сотр. *Иванов П.С.*, аспирантка *Свешникова А.Н.*

Появление в середине 1990-х гг. технологии генных микрочипов сделало возможным одновременный мониторинг экспрессии десятков тысяч генов. Важнейшим этапом анализа микрочиповых данных является разбиение профилей генной экспрессии или образцов (экспериментов) на классы таким образом, чтобы объекты из одного класса обладали большим сходством, чем объекты из разных классов. При этом, как правило, априорная информация о вероятностной структуре исходных данных отсутствует, что обусловило широкое распространение методов непараметрической классификации (кластерного анализа).

Применение алгоритмов кластеризации сопряжено с двумя проблемами: 1) истинное число классов в анализируемых данных неизвестно и 2) даже для фиксированного числа классов разные алгоритмы приводят к разным разбиениям, что требует оценки их качества. Корректное решение этих проблем существенно для последующей интерпретации получаемых результатов, идет ли речь об исследовании функционирования клеточного генома в различных условиях или о медицинских заключениях, которые делаются на основании микрочипового исследования. На сегодняшний день предложено множество подходов к решению первой проблемы, однако они либо базируются на определенных допущениях о распределении вероятностей, которое описывает исходные экспериментальные данные, либо носят эвристический характер и не оценивают статистическую достоверность выбранного числа классов [1]. Вторая проблема пока привлекала меньшее внимание. Существующие варианты ее решения не предоставляют способов статистической оценки показателей качества классификации, а кроме того, зачастую ориентированы на конкретные методы кластерного анализа, что существенно ограничивает область их применимости.

Авторами предложен новый систематический перевыборочный метод (Systematic Resampling, SyR), нацеленный на решение обеих проблем, возникающих при кластеризации микрочиповых данных. Чтобы определить статистически наиболее достоверное число классов в разбиении, порождаемом применением выбранного алгоритма кластеризации к исходному массиву, исследуется поведение мер компактности разбиения при изменении числа классов в широких пределах. В качестве мер компактности используются внутренний индекс Калинского-Харабаша [2] и *gap*-статистика [3]. Наиболее достоверное число классов выбирается как доставляющее максимум квантильной оценке внутреннего индекса при варьировании числа классов. Квантильные оценки внутренних индексов строят-

ся по выборочным функциям распределения, смещение которых компенсируется процедурой бутстрепа второго порядка [4]. Использование двух внутренних индексов частично нивелирует зависимость числа классов, определяемого методом SyR, от выбранного внутреннего индекса. Кроме того, как показывает проведенная авторами апробация метода SyR на модельных и экспериментальных микрочиповых данных, в подавляющем большинстве случаев оно устраняет неоднозначность в определении наиболее достоверного числа классов, когда квантильная оценка для одного индекса имеет несколько близких по величине максимумов.

После разбиения исходного массива на наиболее достоверное число классов, качество получившейся кластеризации оценивается по индексам стабильности отдельных классов, которые характеризуют их устойчивость к возмущениям исходных данных. Для вычисления индексов стабильности массив профилей геной экспрессии подвергается рандомизации с замещением. Индекс стабильности класса определяется как нормированное число пар входящих в него объектов, которые остаются в одном классе после разбиения рандомизированного массива на то же число классов тем же алгоритмом кластеризации. Статистическая значимость индексов стабильности оценивается по их выборочным функциям распределения, для вычисления которых применяется рандомизация второго порядка.

Эффективность метода SyR была протестирована на одном модельном и двух экспериментальных массивах микрочиповых данных, характеризующих изменения геной экспрессии во время клеточного цикла дрожжей [5] и при различных формах острого лимфобластного лейкоза (ОЛЛ) у детей [6]. Для тестирования был выбран алгоритм агломеративной иерархической кластеризации с евклидовой метрикой и объединением кластеров по близости их центров масс.

Применение метода SyR к модельному массиву, имитировавшему 163 профиля экспрессии (4 основных класса и 7 дополнительных «шумовых» профилей) позволило уверенно выявить исходную структуру данных. Наиболее достоверное разбиение содержало 4 основных класса без перемешивания их содержимого, три из них оказались стабильными. Шумовые профили сгруппировались в отдельные классы, и лишь один из них попал в основной класс. Массив микрочиповых данных, отражающий изменения экспрессии в клеточном цикле дрожжей, методом SyR был разбит на 14 и 15 классов в зависимости от применяемого внутреннего индекса. При этом большинство классов имели четко выраженные усредненные профили, а их индексы стабильности оказались существенно выше аналогичных индексов для разбиения указанного массива на пять классов, опубликованного ранее [7]. Таким образом, метод SyR выявил более детальную структуру в массиве профилей геной экспрессии у дрожжей, а результаты его применения оказались статистически более значимыми. Анализ экспрессии

при лимфобластных лейкозах позволил уточнить более раннюю классификацию подтипов ОЛЛ, описанную в [6]. Результаты применения метода SyR согласуются с более поздними данными, опубликованными той же научной группой.

В отличие от более ранних процедур оценки качества разбиения [1], метод SyR определяет стабильность не разбиения в целом и не отдельных генов, а именно индивидуальных классов, т.е. тех объектов, которые служат основанием для последующей медико-биологической интерпретации результатов микрочиповых экспериментов. Для рандомизации задействуется весь исходный экспериментальный массив, а не его часть, что обеспечивает наибольшую достоверность получаемых оценок индексов стабильности. Метод свободен от каких-либо модельных вероятностных допущений и не использует подмешивание к данным шума с известными вероятностными свойствами. Наконец, SyR инвариантен к выбору метода кластеризации: процедуры определения наиболее достоверного числа классов и оценки их стабильности не привязаны к особенностям конкретного алгоритма.

Поскольку разбиения одного и того же массива разными алгоритмами кластеризации нередко различаются даже при фиксированном числе классов, выбор в пользу того или иного разбиения должен производиться путем сопоставления индексов стабильности отдельных классов в статистически наиболее значимых разбиениях, порождаемых разными алгоритмами кластеризации. Таким образом, предложенный метод позволяет определить наиболее достоверное число классов, на которое исходный массив может быть разбит выбранным алгоритмом кластерного анализа, и оценить качество этого разбиения, в том числе для дальнейшего выбора метода классификации.

Литература

1. А.Н.Свешникова, П.С.Иванов (2007). *Росс. Хим. Ж.*, т. 51 (в печати).
2. R.Calinski, J.Harabasz (1974). *Commun. Statistics*, v. 3, pp. 1-27.
3. R.Tibshirani *et al.* (2001). *J. Royal Stat. Soc. Ser. B*, v. 63, pp. 411-423.
4. A.C.Davison, D.V.Hinkley (1997). *Bootstrap Methods and Their Application*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
5. R.J.Cho *et al.* (1998). *Mol. Cell*, v. 2, pp. 65-73.
6. E.J.Yeoh *et al.* (2002). *Cancer Cell*, v. 1, pp. 133-143.
7. P.T.Spellman *et al.* (1998). *Mol. Biol. Cell*, v. 9, pp. 3273-97.

ПЕРМЕАБИЛИЗАЦИЯ КЛЕТОЧНЫХ МЕМБРАН ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ПРОГРАММИРУЕМОЙ ФОРМЫ

Ст.науч.сотр. *Яковенко С.А.*, профессор *Твердислов В.А.*

Пермеабиллизация клеточных мембран, необходимый компонент целого ряда биофизических исследований и биотехнологических разработок, за последние годы все чаще осуществляется кратковременными высоковольтными импульсами электрического поля (электропорация). В работе изучена роль формы электрических импульсов в пермеабиллизации и лизисе клеток с помощью нового электропоратора DPS, что ранее было невозможно из-за ограниченного выбора форм импульса (только прямоугольные и экспоненциальные) в существующих электропорационных приборах. На примере пермеабиллизации мембран коровьих ооцитов и их лизиса исследованы эффекты применения биполярных импульсов, наличия крутых нарастающих и спадающих фронтов в импульсах, а также пауз между импульсами и формы сигналов постоянного тока между фронтами. Сравнение степени лизиса со степенью пермеабиллизации выявило ряд закономерностей, позволяющих оптимизировать форму импульса с целью достижения максимальной пермеабиллизации клеточных мембран при невысокой вероятности лизиса клеток. Показано, что биполярные импульсы приводят к гораздо меньшим степеням лизиса клеток по сравнению с униполярными, но при этом степень пермеабиллизации клеток уменьшается незначительно. Наличие в импульсе крутых спадающих фронтов приводит к гораздо большей степени лизиса по сравнению с крутыми нарастающими фронтами, при той же степени пермеабиллизации. Это может объясняться эффектом сигнала постоянного тока перед крутым фронтом, который может вызывать перераспределение ионов вблизи порируемой мембраны. Прямоугольные импульсы приводят к большей пермеабиллизации и большему лизису клеток по сравнению с импульсами других форм. Однако лизис можно уменьшить, разбив одиночный импульс на два с короткой паузой между ними.

Оптимизация форм ЭП-импульсов крайне важна при использовании ЭП в технологиях клонирования млекопитающих и трансфекции клеток.

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОЛЕКУЛ КОЛЛАГЕНА В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

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

Макромолекулы белков и их водные растворы являются уникальными для исследования с помощью методов молекулярной физики, поскольку масса белковой макромолекулы строго определена для каждого типа белка, при этом поверхность белковой молекулы имеет определённую величину заряда, которую можно менять путём изменения pH .

Коллаген является одним из жизненно важных для живых организмов белков. Он выполняет главную структурную роль в организме, составляя одну треть всех белков массы человеческого тела.

Динамические параметры макромолекул белка были изучены с помощью метода фотонно-корреляционной спектроскопии. В этом методе исследуется корреляционная функция флуктуаций интенсивности рассеянного света, обусловленных броуновским движением частиц раствора. При этом могут быть определены коэффициенты трансляционной диффузии частиц и их гидродинамические радиусы.

В результате проведения работы была получена зависимость коэффициента трансляционной диффузии раствора коллагена с добавлением соли $CaSO_4$, которая имеет максимальное значение близи изоэлектрической точки, аналогично тому, что наблюдается в чистых водных растворах белка.

Также было обнаружено уменьшение диффузионного коэффициента коллагена в области изоэлектрической точки при добавлении в раствор солей KCl и $Pb(CH_3COO)_2$, что свидетельствует об образовании агрегатов молекул под воздействием ионов калия и свинца, обладающих большими ионными радиусами.

При сопоставлении диффузионных коэффициентов коллагена в водных растворах и с добавлением солей металлов **Ca**, **K**, **Pb** было показано, что с ростом ионных радиусов коэффициент диффузии уменьшается почти на порядок.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПАРАМЕТРОВ БЕЛКОВ СЫВОРОТКИ КРОВИ МЕТОДАМИ СВЕТОРАССЕЯНИЯ

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

Для ранней диагностики онкологических заболеваний, наряду со сложной дорогостоящей аппаратурой типа ЯМР-томографа, необходимо создание достаточно простых, недорогих, но эффективных диагностических приборов. Успешная разработка новых физических методов диагностики распространенных заболеваний и, прежде всего, онкологических зависит от понимания молекулярных механизмов лежащих в основе данного заболевания.

Развитие патологических процессов в организме сопровождается изменениями ряда молекулярных параметров белков, входящих в состав сыворотки крови. В сыворотку крови входят белки с различной массой и в различных концентрационных соотношениях. К основным белкам сыворотки крови относятся, прежде всего, альбумин, глобулины, главным образом гамма-глобулин.

Метод рассеяния лазерного излучения дает возможность определения эффективной массы рассеивающих макромолекул, энергетических параметров межмолекулярного взаимодействия, гидродинамических радиусов рассеивающих частиц, а также коэффициента трансляционной диффузии. В результате оказывается, что все перечисленные выше параметры существенно изменяются в случае патологии по сравнению с контрольными образцами.

В данной работе с помощью методов рассеяния лазерного излучения исследованы образцы сыворотки крови в норме и при онкологических заболеваниях. Образцы для исследования были предоставлены НИИ Экспериментальной диагностики и терапии опухолей ГУ РОНЦ им. Н.Н.Блохина. На основании проведенных экспериментов разработаны методы контроля эффективности лечения онкологических больных.

Подсекция:
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

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

ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ ЛОРЕНЦ - ИНВАРИАНТНОСТИ В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Профессор Жуковский В.Ч., вед.науч.сотр. Лобанов А.Е.

Согласно современным представлениям, стандартная модель элементарных частиц является эффективным низкоэнергетическим пределом некоторой более фундаментальной теории, так или иначе объединяющей все известные физические взаимодействия. Как следствие, должны существовать (и, несмотря на свою малость, быть, в принципе, наблюдаемыми) специфические эффекты, не свойственные стандартной модели и проявляющие особенности лежащей в ее основе более глубокой теории. В частности, ожидается нарушение лоренц-инвариантности (и СРТ-четности) теории для физических частиц, обусловленное лежащими вне рамок стандартной модели динамическими причинами. Теория, охватывающая стандартную модель и включающая феноменологическое описание нарушения лоренц-инвариантности в ней в достаточно общем виде, получила название расширенной стандартной модели.

Среди новых физических явлений, предсказываемых в рамках расширенной стандартной модели и частично доступных уже сейчас для высокоточных наблюдений, можно отметить следующие: «искажение» закона дисперсии частиц; анизотропия вакуума; различия в свойствах частиц и античастиц, частиц с различной спиральностью; дополнительные аномальные магнитные моменты; новые каналы в реакциях; специфическая асимметрия угловых распределений излучений и продуктов реакций; эффекты при конечной температуре; различные космологические проявления и др.

В настоящей работе исследовано влияние нарушения лоренц-инвариантности на свойства синхротронного излучения электрона (В.Ч. Жуковский, И.Е. Фролов). В работе получено точное решение уравнения Дирака для электрона в постоянном однородном магнитном поле с учетом аномального магнитного момента и нарушения лоренц-инвариантности в минимальной СРТ-нечетной форме. На основе найденного решения рассчитаны характеристики синхротронного излучения и предсказаны возможные наблюдаемые эффекты, обусловленные нарушением лоренц-инвариантности.

Рассмотрены эффекты нарушения СРТ- и лоренц-инвариантности в водородоподобных атомах (В.Ч. Жуковский, О.Г. Харланов). Исследовано приближенное решение уравнения Дирака для электрона в центральном потенциале, в частности, в потенциале Кулона, в случае нарушения лоренц-инвариантности. Выведено квазирелятивистское приближение для уравнения Дирака во внешнем поле. Получена асимметрия диаграммы на-

правленности спонтанного излучения для поляризованного атома водорода.

Исследована возможность радиационных эффектов, индуцированных СРТ- и лоренц-неинвариантными взаимодействиями для фермионов в рамках расширенной стандартной модели (В.Ч. Жуковский., А.Е. Лобанов, Е.М. Мурчикова). В частности, изучены рождение электрон-позитронных пар и излучение фотона электроном или позитроном при учете наличия аксиально-векторного конденсата. Вероятности этих процессов вычислены в представлении Фарри. Показано, что эти вероятности сильно зависят от поляризационных состояний частиц, участвующих в реакциях. В результате возникающие ультрарелятивистские частицы находятся в состояниях с преимущественной ориентацией спина. Так, фотоны имеют знак циркулярной поляризации противоположный знаку эффективного потенциала, в то время как заряженные частицы преимущественно находятся в состоянии со спиральностью, совпадающей со знаком эффективного потенциала. Это приводит к очевидным пространственным асимметриям, которые могут приводить к наблюдаемым эффектам как в астрофизических и космологических исследованиях, так и на ускорителях высоких энергий.

Литература

1. Kostelecky V.A., Lane C.D., J. Math. Phys. 1999, vol. 40, p. 6245.
2. Colladay D., Kostelecky V.A., Phys. Rev. D, 1998, vol. 58, p. 116002.
3. Bluhm R., Kostelecky V. A., Russell N., Phys. Rev. D, 1998, vol. 57, p. 3932.
4. Zhukovsky V. Ch., Lobanov A. E., Murchikova E. M., Phys. Rev. D, 2006, vol. 73, p. 065016.
5. Ebert D., Zhukovsky V. Ch., Razumovsky A. S., Phys. Rev. D, 2004, vol. 70, p. 025003.

КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЕ НЕЙТРИНО В НЕОДНОРОДНО ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

Профессор *Студеникин А.И.*, аспирант *Савочкин А.М.*

Проблема распространения нейтрино в плотной астрофизической материи является актуальным направлением теоретических исследований в настоящее время. В данной работе исследовано решение уравнения обобщённого уравнения Дирака для одной из конфигураций движения материи. Запишем общее модифицированное уравнение Дирака для нейтрино в среде [5]:

$$\left[i\gamma_\mu \partial^\mu - \frac{1}{2}\gamma_\mu(1+\gamma_5)f_\mu - m \right] \Psi(x) = 0. \quad (1)$$

где $\frac{1}{2}\gamma_\mu(1+\gamma_5)f_\mu$ – вклад взаимодействия нейтрино с материей.

Рассмотрим данное уравнение в случае неполяризованной среды, движущейся вдоль оси x с градиентом скорости, направленным по оси y . Как показано в [5], вектор f_μ в этой ситуации может быть выражен следующим образом:

$$f_\mu = \tilde{G}_F j_\mu, \quad (2)$$

где ток вещества

$$j^\mu(x) = n(1, \mathbf{v}(\mathbf{x})) = n(1, \Omega x_2, 0, 0), \quad (3)$$

и

$$\tilde{G}_F = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}.$$

Здесь n и \mathbf{v} обозначают, соответственно, плотность числа частиц и скорость среды. Эта конфигурация может быть рассмотрена как модель внешних слоёв вращающегося плотного астрофизического объекта, такого, как нейтронная звезда.

Мы будем предполагать, что масса нейтрино исчезающе мала, и в дальнейших выкладках можно пренебречь (её возможно учесть позже как возмущение). При этом левые и правые киральные состояния нейтрино можно рассматривать независимо.

Решение (1) может быть найдено стандартным методом. Решение двух уравнений системы, соответствующие правым компонентам нейтрино, будем искать в виде плоской волны $\Psi = \frac{1}{L} \exp(-iEt + ik_1x_1 + ik_2x_2 + ik_3x_3)\psi$. Через компоненты спинора ψ они при этом запишутся как

$$\begin{cases} (E + k_3)\Psi_3 + (k_1 - ik_2)\Psi_4 = 0, \\ (k_1 + ik_2)\Psi_3 + (E - k_3)\Psi_4 = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Отсюда следует выражение для волновой функции правого нейтрино:

$$\Psi_\nu^R = \frac{e^{-ikx}}{L^{3/2} \sqrt{(k_3 - E)^2 + k_1^2 + k_2^2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ k_1 - ik_2 \\ k_3 - E \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Как и следовало ожидать, решение для правых компонент представляется плоской волной. Оно описывает стерильное нейтринное состояние.

Используя подстановку $\Psi = \frac{1}{L} \exp(-iEt + ik_1x_1 + ik_3x_3)\psi(x_2)$ запишем пару уравнений системы полученных из (1) и соответствующую левым компонентам:

$$\begin{cases} ((E - k_3) + \tilde{G}_F n)\Psi_1 + \sqrt{\lambda} \left(\frac{\partial}{\partial \eta} + \eta \right) \Psi_2 = 0, \\ -\sqrt{\lambda} \left(\frac{\partial}{\partial \eta} - \eta \right) \Psi_1 + ((E + k_3) + \tilde{G}_F n)\Psi_2 = 0, \end{cases} \quad (6)$$

где

$$\eta = \sqrt{\Omega \rho g} \left(x_2 - \frac{2k_1}{\Omega \rho g} \right), \quad \lambda = \tilde{G}_F n \Omega. \quad (7)$$

Из системы (6) следует квантование, задаваемое главным квантовым числом $n = 0, 1, 2, \dots$, а ее решение выражается через функции Эрмита:

$$\Psi_V^L = \frac{(\Lambda \tilde{G}_F n)^{1/4} e^{-iE_N t + ik_1 x_1 + ik_3 x_3}}{L \sqrt{(E - k_3 + \tilde{G}_F n)^2 + 2\lambda N}} \begin{pmatrix} \sqrt{2\lambda N} u_{N-1}(\eta) \\ (E - k_3 + \tilde{G}_F n) u_N(\eta) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где спектр энергии активного (т.е. взаимодействующего) нейтрино

$$E_N = \sqrt{k_3^2 + 2N\lambda + \tilde{G}_F n}. \quad (9)$$

зависит от двух квантовых чисел – главного квантового числа n и компоненты импульса k_3 вдоль ротора скорости среды. Таким образом, мы показали, что поперечное (перпендикулярное к ротору скорости) движение активных нейтрино квантовано.

Возможная малая масса нейтрино m_ν может рассматриваться как взаимодействие между Ψ_L и Ψ_R . Из выражения для гамильтониана видно, что наличие массы открывает возможность к переходу квантового состояния Ψ_L в стерильное состояние Ψ_R .

Стерильные нейтрино не взаимодействуют с материей, и, следовательно, могут беспрепятственно покидать область неоднородно движущейся среды.

Таким образом, мы показали, что поперечное движение левых нейтрино и правых антинейтрино низких энергий будет ограничено. Предложенный механизм может рассматриваться как новый механизм удержания нейтрино низких энергий в пределах вращающегося астрофизического объекта. Однако, удержание в пределах массивного вращающегося астрофизического объекта не полное, так как нейтрино может двигаться вдоль ротора скорости.

В дополнение заметим, что вклад материи зависит так же от производных ρv а не только от производных v . В случае неоднородной плотности этот факт так же должен быть принят во внимание.

Литература

1. L. Wolfenstein. // *Phys. Rev. D* — 1978. — Vol. 17, — P. 2369; S. Mikheev, A. Smirnov. // *Sov. J. Nucl. Phys.* — 1985. — Vol. 42. — P. 913.
2. A. Studenikin, A. Ternov. Neutrino quantum states and spin light in matter // *Phys. Lett. B*. // *Phys. Lett. B*. — 2005. — Vol. 608. — P. 107.
3. L. O. Silva, R. Bingham, J. M. Dawson, J. T. Mendonca, P. K. Shukla. Collective neutrino-plasma interactions // *Physics of Plasmas* — 2000. — Vol. 7. — P. 5.
4. A. Kusenko, M. Postma. Neutrino production in matter with time-dependent density or velocity arXiv:hep-ph 0107253.
5. A. Loeb. Bound-Neutrino Sphere and Spontaneous Neutrino-Pair Creation in Cold Neutron Stars // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Vol. 64. — P. 2.
6. A. Lobanov, A. Studenikin. // *Phys. Lett. B* — 2003. — Vol. 564. — P. 27.; // *Phys. Lett. B* — 2004. — Vol. 601. — P. 171.
7. A. Lobanov, A. Studenikin. // *Phys. Lett. B* — 2004. — Vol. 601. — P. 171.

СПИНОВЫЙ СВЕТ ЭЛЕКТРОНА В ПЛОТНОЙ СРЕДЕ

Профессор *Студеникин А.И.*, аспирант *Шинкевич С.А.*

Исследование процессов, протекающих в сильных внешних полях или плотных средах, является актуальной задачей не только для современной физики элементарных частиц, но также привлекает внимание многих специалистов других областей. На основе данных процессов возможно как исследование структуры и свойств фундаментальных частиц и их взаимодействий, так и описание эволюции разнообразных астрофизических объектов.

В настоящей работе исследуется движение электронов в присутствии среды на основе общего подхода к изучению взаимодействий элементарных частиц во внешних полях и средах, который базируется на методе точных решений для волновых функций частиц с учетом действия указанных внешних факторов. Основы метода были разработаны при изучении синхротронного излучения и квантовых процессов в магнитном поле [1]. В квантовой электродинамике данный подход соответствует представлению

Фарри. В серии недавно выполненных работ [2-6] указанный метод применяется для описания влияния внешней среды на различные процессы с участием нейтрино и заряженных лептонов (электронов).

В данной работе на основе указанного квантового подхода детально изучается возникающее явление спинового света электрона (*SLe*) в среде – новый тип электромагнитного излучения электрона [3,4]. Следует отметить, что впервые термин «спиновый свет электрона» был введен в работе [7] для обозначения части излучения электрона в магнитном поле, связанного с наличием внутреннего магнитного момента.

Модифицированное уравнения Дирака [3,4], следующее из Лагранжиана для электрона в среде с учётом эффективного вклада, даётся выражением:

$$\left\{ i\gamma_\mu \partial^\mu - \frac{1}{2}\gamma_\mu (c + \gamma_5) \tilde{f}^\mu - m_e \right\} \Psi(x) = 0, \quad c = 1 - 4\sin^2 \theta_W \quad (1)$$

где m_e – масса электрона и параметр потенциала \tilde{f}^μ зависит от плотности тока и поляризации среды. Данное уравнение (1) описывает эволюцию электронных состояний в нейтронной среде [8] и определяет энергетический спектр электрона в среде [3]:

$$E_\varepsilon = \varepsilon \sqrt{\mathbf{p}^2 \left(1 - s\alpha_n \frac{m_e}{p} \right)^2 + m_e^2} + c\alpha_n m_e, \quad \alpha_n = \frac{G_F}{2\sqrt{2}} \frac{n_n}{m_e}. \quad (2)$$

где \mathbf{p} – импульс движущегося электрона, $s = \pm 1$ – его спиральность и α_n – параметр плотности среды.

В низшем порядке теории возмущений процесс излучения электрона в среде описывается диаграммой с двумя толстыми фермионными линиями, отвечающими взаимодействию электрона со средой, и одной фотонной линией. Проводя совместный анализ выражений для энергии частиц (2) и законов сохранения энергии и импульса, приходим к выводу, что процесс спинового света электрона в среде (*SLe*) разрешен только в случае, когда начальный и конечный электроны характеризуются следующими спиновыми состояниями: $s_i = -1$, $s_f = +1$. Энергия испущенного фотона является точным решением закона сохранения энергии и даётся следующим выражением:

$$\omega = \frac{2\alpha_n m_e p [\tilde{E} - (p + \alpha_n m_e) \cos \theta]}{(\tilde{E} - p \cos \theta)^2 - (\alpha_n m_e)^2}, \quad \tilde{E} = E - c\alpha_n m_e, \quad \tilde{E}' = E' - c\alpha_n m_e, \quad (3)$$

где θ – угол между импульсом испущенного фотона k и импульсом первоначального электрона \mathbf{p} . Отметим, что в случае распространения реля-

тивистского электрона в среде с малым параметром плотности α_n энергия испущенного фотона (3) определяется выражением:

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}} G_F n_n \frac{\beta_e}{1 - \beta_e \cos \theta}, \quad (4)$$

где β_e – скорость электрона в вакууме. Данная ситуация может быть реализована в различных астрофизических и космологических объектах, а диапазон частот излучения SLe , исходя из формулы (4), может находиться в рентгеновском диапазоне спектра.

После интегрирования угловых распределений (см. [3]) по углам вылета испущенного фотона приведем окончательные замкнутые выражения для полной ширины процесса

$$\Gamma = \frac{e^2 m^3 (1 + 2a) \left[(1 + 2b)^2 \ln(1 + 2b) - 2b(1 + 3b) \right]}{4p^2 (1 + 2b)^2 \sqrt{1 + a + b}}, \quad a = \alpha_n^2 + p^2/m_e^2, \quad b = 2\alpha_n p/m_e, \quad (5)$$

и интенсивности излучения спинового света

$$I = \frac{e^2 m^4 (1 + a) \left[3(1 + 2b)^3 \ln(1 + 2b) - 2b(3 + 15b + 22b^2) \right] - 8b^4}{6p^2 (1 + 2b)^3}. \quad (6)$$

Следует отметить, что в случае $\alpha_n \gg m_e/p$ при распространении ультрарелятивистского электрона спектр излучения спинового света будет лежать в рентгеновском диапазоне. Оценки соответствующих предельных выражений указывают также на то, что практически вся первоначальная энергия электрона (2) уносится испущенным фотоном.

В данной работе продолжено развитие квантового подхода к описанию процессов взаимодействия движущихся частиц со средой, основанного на нахождении точного решения модифицированного уравнения Дирака для волновых функций частиц. Указанный метод применен для исследования распространения электрона в плотной среде. При этом получено модифицированное уравнение Дирака для электрона с учётом взаимодействия со средой в рамках стандартной модели взаимодействий. Найдено и проанализировано точное решение данного уравнения и энергетический спектр состояний электрона. Обнаружен и изучен новый тип электромагнитного излучения (спиновый свет) электрона, движущегося в среде из нейтронов. Получены общие выражения для ширины канала данного процесса и интенсивности излучения. Проведен детальный анализ зависимости интенсивности излучения от энергии электрона и плотности среды. Рассмотрены также предельные случаи протекания процесса. Исследованные свойства спинового света электрона позволяют сделать вывод о его важности для ряда задач астрофизики. Они также могут иметь значение для его экспериментальной идентификации от плотных астрофизических объектов.

Литература

1. Соколов А.А., Тернов И.М., Синхротронное излучение. — М.: Наука, 1966.
2. Grigoriev A., Studenikin A., Ternov A. // *Phys.Lett. B.* — 2005. — Vol. 622. — P. 199.
3. Grigoriev A., Shinkevich S., Studenikin A., Ternov A., Trofimov I., Spin light of electron in matter // *Particle Physics at the Year of 250th Anniversary of Moscow University.* — Singapore: World Scientific, 2006. — Pp. 73–77. — hep-ph/0611103, hep-ph/0611128.
4. Studenikin A. // *Ann.Fond. de Broglie.* — 2006. — Vol. 31, no. 2-3. — hep-ph/0611100.
5. Lobanov A.E. High energy neutrino spin light // *Phys.Lett. B.* — 2005. — Vol. 619. — Pp. 136–144. — hep-ph/0506007.
6. Lobanov A.E. Radiative transitions of high energy neutrino in dense matter // *Dokl.Phys.* — 2005. — Vol. 50. — Pp. 286–289. — hep-ph/0411342.
7. Багров В.Г., Бордовицын В.А., Тернов И.М., Спиновый свет // *УФН.* — 1995. — Т. 165, № 9. — С. 1083-1094.
8. Bethe H. Theory of nuclear matter // *Palo Alto, California.* — 1971.

КОСМОЛОГИЯ ВАЙНБЕРГА-САЛАМА

Профессор *Гальцов Д.В.*, аспирант *Давыдов Е.А.*

Скалярные поля привлекаются в космологии для описания самых важных процессов. С их помощью можно объяснить режим инфляции на ранней стадии эволюции вселенной; наличие темной материи, ответственной за формирование современной космологической структуры, и темной энергии, вызывающей ускоренное расширение вселенной. Причина использования скалярных полей заключается в том, что при выборе потенциала имеется значительная свобода: его конкретный вид определяется в зависимости от модели, которую требуется описать.

Также скалярное поле играет важную роль для объяснения космологических фазовых переходов и генерации масс элементарных частиц. Поэтому, важно ввести в рассмотрение другие поля и изучить насколько изменится космологическая динамика, когда скалярное поле будет с ними взаимодействовать. В данной работе мы остаемся в рамках бозонного сектора и исследуем динамику системы скалярного и векторного поля. В качестве последнего мы возьмем калибровочное поле Янга-Миллса.

Обычно считается, что поля Янга-Миллса, которые могли существовать в ранней вселенной до фазовых переходов, не играют значительной

роли в космологии. Однако важное свойство этих полей заключается в том, что у них есть однородные и изотропные (G_6 -инвариантные) конфигурации, так как согласно экспериментальным данным, вселенная однородна и изотропна с большой степенью точности. Для этих конфигураций плотность Черна-Саймона меняется со временем, что приводит к топологическому не сохранению числа фермионов [1,2]. В результате, в рамках подобной системы будут происходить такие процессы как спонтанное нарушение симметрии, изменение фермионных чисел и эволюция масштабного фактора вселенной.

Для системы с неабелевым калибровочным полем естественно рассматривать поле Хиггса, состоящее из нескольких скалярных полей, вместе с соответствующим степенным инфляционным хаотическим потенциалом Хиггса. Для такого потенциала возможно возникновение режима осциллирующей вселенной. Осциллирующие вселенные [3,4] являются альтернативами стандартным космологиям большого взрыва. В них космологическая сингулярность устраняется благодаря цикличности эволюции вселенной. Тогда масштабный фактор a испытывает чередующиеся отскоки (при наименьшем a), и развороты (при наибольшем a).

Однако важно знать условия, при которых возможен отскок. Вообще говоря, для возникновения отскока необходимо нарушение сильного энергетического условия (SEC). Оказывается [5], что в случае закрытой вселенной, этого достаточно. В свою очередь, однородные и изотропные конфигурации Янга-Миллса-Хиггса существуют только в закрытой вселенной. Плотность энергии калибровочного поля убывает как a^{-4} , поэтому на процесс разворота наличие поля Янга-Миллса оказывает минимальное влияние. Но в момент отскока система из двух полей будет иметь более сложную динамику.

Численные решения демонстрируют хаотическое поведение системы. Это реализуется следующим образом. Стартовав из некоторой точки фазового пространства, система эволюционирует до отскока, разворота или космологической сингулярности. Но после отскока или разворота она возвращается в состояние, близкое к начальному: график масштабного фактора напоминает арку. Однако, из-за наличия осцилляций, в момент возврата вселенной к начальному размеру фаза колебаний может сдвинуться. Результатом будет возникновение космологической сингулярности, либо новый этап расширения-сжатия. Период последнего может повторять предыдущий, или же отличаться от него произвольным образом. Таким образом, при варьировании начальных параметров наблюдается фрактальная структура решений.

Во многих случаях калибровочное поле играет второстепенную роль в динамике системы. В процессе эволюции изменяется его топологическое число, что должно вызывать не сохранение фермионных чисел в модели с

нетривиальным фермионным сектором. Режимы эволюции вселенной и тип космологической сингулярности в модели Вайнберга-Салама такие же, как и в теории с одним скалярным полем. Но при некоторых условиях взаимодействие полей порождает новый эффект. Результирующий потенциал скалярного поля динамически претерпевает существенные модификации: от модели с механизмом Хиггса, до конфигурации с ненарушенной симметрией. Кроме того, теперь он содержит не только инфляционную часть, но и слагаемое, описывающее темную энергию.

Возможно интересное расширение рассматриваемой космологической модели, связанное с модификацией лагранжиана калибровочного поля. Действие Борна-Инфельда при малой плотности энергии воспроизводит обычный лагранжиан Янга-Миллса, но при достаточно большой плотности энергии уравнение состояния меняется кардинальным образом [6]. Параметр w (отношение давления к плотности энергии) равен $1/3$ для обычной радиационной жидкости. Но при больших энергиях действию Борна-Инфельда соответствует $w=-1/3$. В результате, наличие большой плотности энергии калибровочного поля больше не является препятствием для инфляции, как это было в модели Вайнберга-Салама. Динамический портрет и поведение системы вблизи космологической сингулярности претерпевают существенные изменения.

Литература

1. D.V. Gal'tsov and M.S. Volkov. *Yang-Mills cosmology: Cold matter for a hot universe*. Phys. Lett. **B256**, 17–21 (1991).
2. G.W. Gibbons and A.R. Steif. *Yang-Mills Cosmologies and Collapsing Gravitational Sphalerons*. Phys. Lett. **B320**, 245–252 (1994).
3. A. Einstein, Berl. Ber. **235** (1931).
4. R.C. Tolman, Phys. Rev. **38**, 1758 (1931).
5. C. Molina-Paris and M. Visser. *Minimal conditions for the creation of a Friedman-Robertson-Walker universe from a 'bounce'*. Phys. Lett. **B455**, 90-95 (1999).
6. V.V. Dyadichev, D.V. Gal'tsov and A.G. Zorin. *Non-Abelian Born-Infeld Cosmology*. Phys. Rev. **D65**, 084007 (2002).

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПУЧКА НЕЙТРОНОВ С КВАНТОВОЙ ПЛАЗМОЙ

Профессор *Кузьменков Л.С.*, студент *Андреев П.А.*

Введение. В работе рассматривается проблема возбуждения волн потоком нейтронов с конечной температурой в среде содержащей парамагнитные или диамагнитные ионы, а также электронную компоненту. Так как предполагается, что все частицы имеют собственные магнитные моменты исследование ведётся в рамках квантовой гидродинамики [1]. Динамика коллективных возбуждений такого рода может иметь своим следствием наблюдаемые эффекты в задачах взаимодействия нейтронов с веществом такие как набор возбуждаемых коллективных волн, зависимость их частот от волновых векторов, развитие коллективных неустойчивостей в системе частиц. В работе показано, что все эти явления имеют место в действительности в рассматриваемой системе и указаны физические условия, при которых эти явления могут наблюдаться. В частности в присутствии внешнего магнитного поля в системе нейтроны-среда может развиваться неустойчивость обусловленная взаимодействием спинов нейтронов с электронной компонентой, инкремент этой неустойчивости пропорционален равновесному значению намагниченности нейтронного пучка. Неустойчивость другого типа вызванная взаимодействием спиновых компонент нейтронов и электронов, а также нейтронов и ионов имеет место в окрестности циклотронной частоты электронов или ионов причём инкременты неустойчивости пропорциональны циклотронным частотам и корню квадратному из абсолютных величин соответствующих магнитных восприимчивостей. Аналогичную зависимость от восприимчивостей и циклотронных частот имеют инкременты неустойчивости спиновых колебаний вызванных взаимодействием нейтронного потока со спинами электронов и ионов. В области высоких частот по сравнению с $2\gamma B_0/\hbar$ инкремент неустойчивости обратно пропорционален кубическому корню из электронной магнитной восприимчивости. Дисперсия спиновых волн в системе электроны-ионы слабо зависит от присутствия пучка нейтронов.

Система уравнений квантовой гидродинамики включает в себя уравнения непрерывности, уравнения баланса импульса

$$m_n n_n \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_n \vec{\nabla} \right) \vec{v}_n + \nabla \tilde{p}_n - \frac{\hbar^2}{4m_n} \nabla \Delta n_n = e_n n_n (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v}_n, \vec{B}]) + n_n \mu_n^\alpha \nabla B^\alpha,$$

уравнение баланса магнитного момента

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_n \vec{\nabla} \right) \vec{\mu}_n = \frac{2\gamma_n}{\hbar} [\vec{\mu}_n, \vec{B}],$$

для каждого сорта частиц и уравнений Максвелла [1]. Для электронов $\frac{2\gamma_e}{\hbar} = -\frac{e}{m_e c}$, и учитываются квантовые обменные кулоновские и спин-спиновые корреляции вычисленные в работе [2]. Уравнение состояния для системы вырожденных электронов получено в работе [2]; движение ионной компонент предполагается адиабатическим.

Возбуждение волн распространяющихся перпендикулярно магнитному полю

Для пучка

$$\omega = \vec{k}\vec{U} \left(1 + \frac{4\pi\chi_b k^2 c^2}{\omega_e^2 + k^2 c^2} \right),$$

$$\omega = (\vec{k}\vec{U} + \varepsilon\Omega_b) \left(1 - \frac{2\pi\chi_b k^2 c^2}{\omega_e^2 + k^2 c^2} \right), \quad \varepsilon = \pm 1.$$

Для горячего пучка нейтронов, со скоростью v_{sb}

$$\omega = \vec{k}\vec{U} + \varepsilon v_{sb} k - \varepsilon \frac{2\pi \cdot k^3 \chi_b^2 B_0^2}{m_b n_{0b} v_{sb}} \left(1 + \frac{\omega_e^2}{\tilde{\Delta}_{10}} \right)^2 \frac{1}{\frac{\omega_e^4 \Omega_e^2}{\tilde{\Delta}_{10}^2 c^2} + k^2 \left(1 + \frac{\omega_e^2}{\tilde{\Delta}_{10}} \right) \left(1 + \frac{\omega_e^2 v_{se}^2}{\tilde{\Delta}_{10} c^2} \right)},$$

$$\tilde{\Delta}_{10} = k^2 v_{se}^2 + \Omega_e^2 - (\vec{k}\vec{U} + \varepsilon v_{sb} k)^2.$$

Для холодного пучка

$$\omega = \vec{k}\vec{U} \pm i \sqrt{\frac{4\pi B_0^2}{m_b n_{0b}}} \chi_b k^2 \left(1 + \frac{\omega_e^2}{\tilde{\Delta}_{10}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\left(\frac{\omega_e^4 \Omega_e^2}{\tilde{\Delta}_{10}^2 c^2} + k^2 \left(1 + \frac{\omega_e^2}{\tilde{\Delta}_{10}} \right) \left(1 + \frac{\omega_e^2 v_{se}^2}{\tilde{\Delta}_{10} c^2} \right) \right)^{\frac{1}{2}}},$$

$$\tilde{\Delta}_{10} = k^2 v_{se}^2 + \Omega_e^2 - (\vec{k}\vec{U})^2.$$

Распространяясь в среде при $\vec{k}\vec{U} = |\Omega_k| (1 - 2\pi \cdot k^2 c^2 \chi_b / (\omega_e^2 + k^2 c^2 - \Omega_k^2))$ (резонансный случай) для ω получаем следующее значение $\omega = \vec{k}\vec{U} + \delta\omega$, где

$$\delta\omega = \pm i \sqrt{2\chi_b \chi_k} |\Omega_k| \frac{2\pi \cdot k^2 c^2}{\omega_e^2 + k^2 c^2 - \Omega_k^2},$$

для электронов и парамагнитных ионов. В случае если ионы диамагнитные

$$\delta\omega = \pm \sqrt{2\chi_b |\chi_k|} |\Omega_k| \frac{2\pi \cdot k^2 c^2}{\omega_e^2 + k^2 c^2 - \Omega_k^2}.$$

Индекс k принимает значение e для электронов и i для ионов.

При $\omega = \vec{k}\vec{U} + \varepsilon\Omega_b + \delta\omega$ в окрестности точки пересечения с кривой $\omega = |\Omega_k|(1 - 2\pi \cdot k^2 c^2 \chi_b / (\omega_e^2 + k^2 c^2 - \Omega_k^2))$ для $\delta\omega$ получаем

$$\delta\omega = \pm \sqrt{\chi_b \chi_k} |\Omega_k| \frac{2\pi \cdot k^2 c^2}{\omega_e^2 + k^2 c^2 - \Omega_k^2}.$$

для электронов и парамагнитных ионов. В случае если ионы диамагнитные:

$$\delta\omega = \pm i \sqrt{\chi_b |\chi_k|} |\Omega_k| \frac{2\pi \cdot k^2 c^2}{\omega_e^2 + k^2 c^2 - \Omega_k^2}.$$

Возбуждение волн распространяющихся параллельно магнитному полю. В отсутствие среды в пучке могут возбуждаться волны для которых зависимость частоты от волнового вектора имеет вид

$$\omega = kU_z(1 + 4\pi\chi_b),$$

$$\omega = (kU_z \pm \Omega_b)(1 + 4\pi\chi_b),$$

$$\omega^2 = k^2 c^2 \left(1 \pm 4\pi\chi_b \frac{kc\Omega_b}{(kc - kU_z)(kc - kU_z \mp \Omega_b)}\right).$$

Дисперсионные соотношения для пучка распространяющегося в среде и взаимодействующего с ней нерезонансным образом

$$\omega = kU_z \left(1 + \frac{4\pi\chi_b}{1 + \frac{\omega_e^2}{k^2 c^2} \frac{k^2 U_z^2 - k^2 v_{se}^2}{kU_z(kU_z \pm \Omega_e)}}\right),$$

$$\omega = (kU_z \pm \Omega_b) \left(1 - \frac{4\pi\chi_b}{1 + \frac{\omega_e^2}{k^2 c^2} \frac{(kU_z \pm \Omega_b)^2 - k^2 v_{se}^2}{(kU_z \pm \Omega_b)(kU_z \pm \Omega_b \mp \Omega_e)}}\right).$$

Возбуждение спиновых волн. Предполагая, что в рассматриваемой системе возможно возбуждение и распространение спиновых возмущений в которых напряженность электрического поля равна нулю и передача возмущения от точки к точке происходит посредством магнитного поля (спиновые волны). Для спиновых волн в пучке нейтронов движущегося в отсутствие среды и распространяющихся параллельно внешнему магнитному полю получают следующие дисперсионные соотношения:

$$\omega = kU_z(1 + 2\pi\chi_b) \pm \Omega_b \quad (1)$$

$$\omega = kU_z(1 - 2\pi\chi_b) \pm \Omega_b(1 - 4\pi\chi_b) \quad (2)$$

При нерезонансном взаимодействии пучка нейтронов со средой, вкладом среды в дисперсионное соотношение можно пренебречь, по сравнению со слагаемыми входящими в формулы (1,2).

Рассматривая резонансное взаимодействие пучка нейтронов со спиновыми колебаниями системы, частота которых даётся формулой $kU_z \pm \Omega_b = |\Omega_k|(1 - 4\pi\chi_k)$ в окрестности резонанса частоту можно представить в виде $\omega = kU_z \pm \Omega_b + \delta\omega$.

Тогда для электронной моды, при условии $\delta\omega \ll \Omega_b$, получим

$$\delta\omega = \pm i \cdot 2\pi\sqrt{2} |\Omega_e| \sqrt{\chi_e\chi_b},$$

а в случае $\delta\omega \gg \Omega_b$ получается

$$\delta\omega = \xi_3 \sqrt{4 \frac{\chi_b}{\chi_e} \Omega_b \Omega_e^2},$$

где $\xi = -1, \frac{1 \pm i\sqrt{3}}{2}$.

Для ионной моды получаем

$$\delta\omega = \eta 2\pi\sqrt{2} \sqrt{\chi_b |\chi_i| \Omega_i (\Omega_b + \Omega_i)}.$$

Здесь использовано $\eta = \pm 1, \pm i$. Это выражение справедливо как для парамагнитных, так и для диамагнитных ионов.

В линейном приближении наличие пучка не влияет на дисперсию коллективной электрон-ионной спиновой волны

$$\omega^2 = \left(\frac{1}{3} v_{Fe}^2 k^2 + \frac{\hbar^2}{4m_e^2} k^4 \right) \frac{\chi_i}{\chi_i - \chi_e}.$$

Таким образом мы исследовали эволюцию малых возмущений в квантовой системе нейтроны-электроны-ионы. Обнаруженные коллективные неустойчивости могут оказаться важными при функционировании конкретных физических устройств в которых частицы пронизываются потоками нейтронов. Однако дальнейшая эволюция этих неустойчивостей требует нелинейного анализа приведённых уравнений квантовой гидродинамики.

Литература

1. Кузьменков Л. С., Максимов С. Г., Федосеев В. В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов 1. // ТМФ. 126, N1, с.136 (2001)
2. Кузьменков Л. С., Максимов С. Г., Федосеев В. В. Микроскопическая квантовая гидродинамика систем фермионов 2. // ТМФ. 126, N2, с.258 (2001)

РЕДКИЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ С БИЛИНЕЙНЫМ НАРУШЕНИЕМ R-ЧЕТНОСТИ

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

В стандартной модели (СМ) электрослабых взаимодействий процессы, нарушающие лептонное число запрещены благодаря закону сохранения лептонного L и барионного B чисел во всех порядках пертурбативной теории. Однако в теориях, обобщающих СМ, ожидается нарушение L и B чисел. Поэтому реакции, в которых рождается пара одинаково заряженных лептонов (дилептон) являются одним из возможных способов исследовать теории, расширяющие СМ.

В настоящей работе рассматривается механизм распада $M^+ \rightarrow M'^- \ell^+ \ell'^+$, следующий из суперсимметричного расширения стандартной модели с несохранением R -четности, обусловленным билинейными юкавскими взаимодействиями.

R -четность – дискретная симметрия, определенная следующим образом $R = (-1)^{3(B-L)+2S}$, где S, L и B – спин, лептонное и барионное числа соответственно. Можно построить различные обобщения MSSM. Один из подходов заключается в сохранении состава частиц MSSM и отказе от сохранения R -четности. Мы рассмотрим механизм редких распадов, основанный на этом подходе. Наиболее общий вид части суперпотенциала, несохраняющей R -четность и лептонное число, таков:

$$W_{RPV} = \varepsilon_{\alpha\beta} \left(\frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i^\alpha L_j^\beta \bar{E}_k + \lambda'_{ijk} L_i^\alpha Q_j^\beta \bar{D}_k + \mu_i L_i^\alpha H_u^\beta \right). \quad (1)$$

Здесь $i, j, k = 1, 2, 3$ – индексы поколений, L, Q – $SU(2)$ -дублеты левых лептонных и кварковых суперполей ($\alpha, \beta = 1, 2$ – изоспинорные индексы), \bar{E} и \bar{D} – синглеты правых суперполей лептонов и нижних кварков, H_u – дуб-

летное хиггсовское суперполе (с гиперзарядом $Y = 1$); $\lambda_{ijk} (= -\lambda_{jik}), \lambda'_{ijk}, \mu_i$ - константы.

В суперпотенциале (1) присутствуют трилинейные (λ, λ') и билинейные члены (μ). Раньше основное внимание уделялось феноменологии трилинейных юкавских констант. Было широко распространено мнение, что билинейные слагаемые можно исключить из теории соответствующим переопределением полей. Однако это утверждение неверно, если в теории присутствуют члены, нарушающие суперсимметрию мягко. Билинейное нарушение R-четности обеспечивает ненулевое вакуумное ожидание суперпартнерам нейтринных полей, приводит к смешиванию лептонов с суперпартнерами калибровочных и хиггсовских бозонов, а также суперпартнеров лептонов с хиггсовскими бозонами. В частности, это смешивание дает вклад в рассматриваемый нами распад мезонов.

В работе [1] мы рассмотрели случай, когда билинейные члены на древесном уровне отсутствуют ($\mu_i = 0$). Заметим, что тогда билинейные члены генерируются из трилинейных за счет радиационных поправок, но можно ожидать доминирования древесных трилинейных взаимодействий. Случай, когда на древесном уровне имеются только билинейные члены (при этом радиационные поправки не генерируют трилинейные члены), изучен в настоящей работе.

Лагранжиан, описывающий билинейный механизм распадов, имеет вид:

$$\mathfrak{L} = \mathfrak{L}_{SM} + \mathfrak{L}_{LH} + \mathfrak{L}_{\tilde{g}} + \mathfrak{L}_{\tilde{\chi}}. \quad (2)$$

Здесь первое слагаемое – это лагранжиан стандартной модели:

$$\mathfrak{L}_{SM} = \frac{g}{\sqrt{2}} W^{+\mu} \left(\sum_{\ell=e,\mu,\tau} \bar{\nu}_\ell \gamma_\mu P_L \ell + \sum_{q,q'} \bar{q} \gamma_\mu P_L V_{qq'} q' \right) + H.c.,$$

где $q = u, c, t$, $q' = d, s, b$, $V_{qq'}$ – матрица кваркового смешивания.

Второе слагаемое соответствует билинейным членам в суперпотенциале (1). Они приводят к взаимодействиям, изменяющим лептонное число на единицу:

$$\begin{aligned} \mathfrak{L}_{LH} = & -\frac{g}{\sqrt{2}} k_n W_\mu^- \bar{\ell} \gamma^\mu P_L \tilde{\chi}_n^0 + \sqrt{2} g (\beta_k^d \bar{\nu}_k P_R d \tilde{d}_R^* + \beta_k^u \bar{\nu}_k P_R u^c \tilde{u}_L + \\ & + \beta_{ki}^\ell \bar{\nu}_k P_R \ell^c \tilde{\ell}_{Li} + \beta^c \bar{u} P_R \ell^c \tilde{d}_L) + H.c. \end{aligned}$$

Третье слагаемое в эффективном лагранжиане (2) описывает взаимодействие глюино \tilde{g} с кварками $q = u, d, \dots, t$ и их суперпартнерами $\tilde{q} = \tilde{u}, \tilde{d}, \dots, \tilde{t}$; четвертое слагаемое в (2) отвечает взаимодействию нейтрал-

но $\tilde{\chi}^0$ с заряженными фермионами ψ (кварками q , лептонами $\ell = e, \mu, \tau$) и их суперпартнерами $\tilde{q}, \tilde{\ell}$:

$$\begin{aligned} \mathfrak{L}_{\tilde{g}} &= -\sqrt{2}g_s \frac{(\lambda_r)_b^a}{2} (\bar{q}_{aL} \tilde{g}^{(r)} \tilde{q}_L^b - \tilde{q}_{aR} \tilde{g}^{(r)} \tilde{q}_R^b) + H.c., \\ \mathfrak{L}_{\tilde{\chi}} &= \sqrt{2}g \sum_{\delta=1}^4 (\varepsilon_{L\delta}(\psi) \bar{\psi}_L \tilde{\chi}_{\delta}^0 \tilde{\psi}_L + \varepsilon_{R\delta}(\psi) \bar{\psi}_R \tilde{\chi}_{\delta}^0 \tilde{\psi}_R) + H.c., \end{aligned}$$

здесь λ_r – матрицы Гелл-Манна ($r = 1, \dots, 8$), $a, b = 1, 2, 8$ – цветовые индексы группы $SU(3)_c$ (суммирование по типам частиц и индексам подразумевается); константы $\varepsilon_{L\delta}(\psi) = -T_3(\psi)N_{\delta 2} + tg\theta_W(T_3(\psi) - Q(\psi))N_{\delta 1}$, $\varepsilon_{R\delta}(\psi) = Q(\psi)tg\theta_W N_{\delta 1}$, где $Q(\psi)$ и $T_3(\psi)$ – электрический заряд и изоспин поля ψ , θ_W – угол Вайнберга, коэффициенты $N_{\delta\sigma}$ – элементы матрицы, диагонализующей массовую матрицу нейтрино.

Ширина распада процесса $M^+ \rightarrow M'^- \ell^+ \ell'^+$:

$$\begin{aligned} \Gamma(M^+ \rightarrow M'^- \ell^+ \ell'^+) &= (1 - \frac{1}{2} \delta_{\ell\ell'}) \frac{f_M^2 f_{M'}^2 m_M g^4}{2^6 \pi^3} \Phi_{\ell\ell'} \left| -\frac{g^2 (k_n^*)^2}{8m_W^4 m_{\tilde{\chi}_n}} (V_{12}^* V_{43}^* + \frac{V_{13}^* V_{42}^*}{N_c}) - \right. \\ &\left. - \frac{g^2 k_n^* \beta^{c*}}{4m_W^2 m_{\tilde{\chi}_n}^2} \left(\frac{V_{12}^* \varepsilon_{Ln}(q_3)}{m_{\tilde{q}_{3L}}^2} + \frac{V_{13}^* \varepsilon_{Ln}(q_2)}{N_c m_{\tilde{q}_{2L}}^2} \right) + \frac{g^2 \varepsilon_{Ln}(q_3) \varepsilon_{Ln}(q_2) (\beta^{c*})^2}{2N_c m_{\tilde{q}_{3L}}^2 m_{\tilde{q}_{2L}}^2 m_{\tilde{\chi}_n}} + \frac{2g_3^2}{N_c^2} \frac{(\beta^{c*})^2}{m_{\tilde{q}_{3L}}^2 m_{\tilde{q}_{2L}}^2 m_{\tilde{g}}} \right|^2 \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $f_M (f_{M'})$ – константы распада начального (конечного) мезонов, а $\Phi_{\ell\ell'}$ – приведенный одномерный фазовый интеграл.

Результаты численного расчета по формуле (3) для распадов $M^+ \rightarrow M'^- \ell^+ \ell'^+$ приведены в четвертом столбце таблицы для следующих входных суперсимметричных параметров: $m_0 = 70$ ГэВ, $\mu = 500$ ГэВ, $M_2 = 200$ ГэВ, $tg\beta = 4$, $|\Lambda| = 0.1$ ГэВ². Во втором столбце указаны современные прямые экспериментальные ограничения сверху на относительные вероятности распадов, а в третьем – косвенные ограничения для суперсимметричного расширения стандартной модели с несохранением R -четности, обусловленным трилинейными юкавскими взаимодействиями.

Как видно из таблицы, доминирующим на данный момент механизмом является трилинейный. Дело в том, что в случае билинейного суперсимметричного механизма распадов есть достаточно жесткие ограничения сверху на билинейные юкавские константы, в отличие от пока еще сравнительно слабых ограничений на трилинейные юкавские константы.

Еще один механизм, за счет которого могут происходить процессы с нарушением лептонного числа, изучен в работе [2] – это расширение СМ, включающее майорановское нейтрино.

Редкий распад	Эксп. огран. на $B_{\ell\ell}$	$B_{\ell\ell}$ (trilin R MSSM)	$B_{\ell\ell}$ (bilin R MSSM)
$K^+ \rightarrow \pi^- e^+ e^+$	$6.4 \cdot 10^{-10}$	$1.3 \cdot 10^{-23}$	$3.6 \cdot 10^{-49}$
$K^+ \rightarrow \pi^- \mu^+ \mu^+$	$3.0 \cdot 10^{-9}$	$4.7 \cdot 10^{-24}$	$1.0 \cdot 10^{-49}$
$K^+ \rightarrow \pi^- e^+ \mu^+$	$5.0 \cdot 10^{-10}$	$1.7 \cdot 10^{-23}$	$4.3 \cdot 10^{-49}$
$D^+ \rightarrow K^- e^+ e^+$	$1.2 \cdot 10^{-4}$	$5.2 \cdot 10^{-25}$	$1.6 \cdot 10^{-48}$
$D^+ \rightarrow K^- \mu^+ \mu^+$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$4.8 \cdot 10^{-25}$	$1.5 \cdot 10^{-48}$
$D^+ \rightarrow K^- e^+ \mu^+$	$1.3 \cdot 10^{-4}$	$9.7 \cdot 10^{-25}$	$3.2 \cdot 10^{-48}$

Литература

1. Али А., Борисов А. В., Сидорова М. В. // Вестник МУ. 2006 (hep-ph/0603173)
2. Али А., Борисов А. В., Сидорова М. В. // ЯФ. 2006. **69**. N3 P. 497-506

ОБ ОДНОЙ ТОЧНО РЕШАЕМОЙ МОДЕЛИ КВАНТОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Аспирант *Кузьмин П.А.*, профессор *Шугаев Ф.В.*

В данной работе изучается закон эволюции предоставленного самому себе хаотического однородного и изотропного вихревого клубка в бесконечном пространстве. Температура предполагается настолько малой, что плотностью нормальной компоненты и взаимным трением можно пренебречь. Основным результатом является закон (6) быстрого, существенно нестационарного распада плотного вихревого клубка. Применяется подход к анализу эволюции вихревого клубка, основанный на уравнении марковской эволюции для распределения вихревых колец по длинам. Такая методика была развита в работах [1,2] для космических струн и использована в недавней работе [3] для получения стационарного распределения вихревых колец по длинам в сверхтекучем гелии.

Турбулентность в бозе-конденсате рассматривается как хаотический клубок вихревых нитей, взаимодействующих при пересечении. В модели [3] состояние в момент времени t задается функцией распределения $n(l, t)$ вихревых петель по длинам. Пересоединения нитей могут влиять на функ-

цию распределения двояким образом: пересоединение может приводить к слиянию двух петель длинами l_1 и l_2 в одну петлю длиной $l \leq l_1 + l_2$ или к распаду одной петли длиной l на две длинами l_1 и l_2 , $l_1 + l_2 \leq l$. Эти процессы могут сопровождаться излучением фононов. В работах [1,5] вычислены вероятности слияния $A(l_1, l_2, l)$ и распада $B(l_1, l_2, l)$ вихревых петель:

$$A(l_1, l_2, l) = b_m V_l l_1 l_2, \quad B(l_1, l_2, l) = b_s V_l l (\xi_0 l_1)^{-\frac{3}{2}}. \quad (1)$$

Здесь b_m, b_s – некоторые константы, V_l – характерная скорость вихревых нитей, связанная с радиусом кривизны нити ξ соотношением $V_l = \frac{\kappa}{\xi}$, где κ – квант циркуляции, в безразмерных единицах равный 2π . Величина ξ_0 обозначает средний радиус кривизны вихревых нитей и является основным параметром теории. В [3] исследовано стационарное решение кинетического уравнения для состояния $n(l, t)$: $\frac{\partial n(l, t)}{\partial t} = I_0 [n(l, t)]$, где интеграл столкновений I_0 имеет вид

$$\begin{aligned} I_0 [n(l, t)] = & \\ = & \int A(l_1, l_2, l) n(l_1, t) n(l_2, t) \delta(l - l_1 - l_2) dl_1 dl_2 - \int A(l_1, l, l_2) n(l, t) n(l_1, t) \delta(l_2 - l_1 - l) dl_1 dl_2 \\ & - \int A(l_2, l, l_1) n(l, t) n(l_2, t) \delta(l_1 - l_2 - l) dl_1 dl_2 - \int B(l_1, l_2, l) n(l, t) \delta(l - l_1 - l_2) dl_1 dl_2 \\ & + \int B(l, l_2, l_1) n(l_1, t) \delta(l_1 - l_2 - l) dl_1 dl_2 + \int B(l, l_1, l_2) n(l_2, t) \delta(l_2 - l_1 - l) dl_1 dl_2. \end{aligned} \quad (2)$$

В работе [3] получено стационарное решение кинетического уравнения

$$n_0(l) = C_{VLD} \xi_0^{-\frac{3}{2}} l^{-\frac{5}{2}}, \quad (3)$$

где C_{VLD} – некоторая константа порядка единицы. В данной заметке мы интересуемся поведением плотности (полной длины) вихревых нитей $L(t) = \int l n(l, t) dl$. В [3] установлено, что полная длина вихревых нитей в стационарном состоянии имеет вид

$$L = \int_{\xi_0}^{\infty} l n(l) dl = 2 \frac{C_{VLD}}{\xi_0^2}. \quad (4)$$

Основной целью настоящей работы является выяснение закона убывания плотности вихревых нитей $L(t)$ в бозе-конденсате за счет потерь энергии

на излучение в акте пересоединения нитей. Из результатов работы [4] видно, что потеря длины при пересоединении составляет несколько безразмерных единиц длины. В данной работе потеря длины при каждом пересоединении предполагается постоянной и равной Δl .

Пусть при каждом слиянии петель теряется длина Δl , а при распаде вихревой петли обе новые петли теряют длину $\frac{\Delta l}{2}$. Запишем новый интеграл столкновений, учитывающий диссипацию энергии при пересоединении:

$$\begin{aligned} I[n(l,t)] = & \\ = & \int A(l_1, l_2, l) n(l_1, t) n(l_2, t) \delta(l + \Delta l - l_1 - l_2) dl_1 dl_2 - \int A(l_1, l, l_2) n(l, t) n(l_1, t) \delta(l_2 + \Delta l - l_1 - l) dl_1 dl_2 \\ & - \int A(l_2, l, l_1) n(l, t) n(l_2, t) \delta(l_1 + \Delta l - l_2 - l) dl_1 dl_2 - \int B(l_1 + \frac{\Delta l}{2}, l_2 + \frac{\Delta l}{2}, l) n(l, t) \delta(l - \Delta l - l_1 - l_2) dl_1 dl_2 \\ & + \int B(l + \frac{\Delta l}{2}, l_2 + \frac{\Delta l}{2}, l_1) n(l_1, t) \delta(l_1 - \Delta l - l_2 - l) dl_1 dl_2 + \int B(l + \frac{\Delta l}{2}, l_1 + \frac{\Delta l}{2}, l_2) n(l_2, t) \delta(l_2 - \Delta l - l_1 - l) dl_1 dl_2, \end{aligned}$$

который совпадает с (2) при $\Delta l = 0$. Умножая уравнение $\frac{\partial n(l,t)}{\partial t} = I[n(l,t)]$ на l и интегрируя по l , получаем уравнение для $L(t)$:

$$\frac{dL}{dt} = -b_m V_l \Delta l L^2(t) - \frac{3b_s V_l \Delta l}{\xi_0^2} L(t), \quad (6)$$

Уравнение определяет закон убывания плотности вихревых нитей за счет излучения при пересоединении. Отметим, что уравнение (6) для первого момента распределения $n(l,t)$, являясь точным для данной модели, не содержит высших моментов при любых значениях параметров Δl , ξ_0 , в частности, для высоких плотностей турбулентности. Таким образом, уравнение (6) может описывать быстрые, существенно нестационарные режимы эволюции вихревого клубка, когда распределение вихревых петель по длинам существенно отличается от (3). В случае же малых Δl , $\frac{1}{\xi_0}$, когда интеграл столкновений $I[n(l,t)]$ мал и эволюция турбулентного состояния оказывается настолько медленной, что выполняется соотношение (4), можно записать уравнение, описывающее уменьшение плотности вихревых нитей за счет пересоединений в квазистационарном режиме:

$\frac{dL}{dt} = -\kappa \Delta l \sqrt{\frac{3}{2C_{VLD}}} \left(b_m + \frac{9b_s}{2C_{VLD}} \right) L^{\frac{5}{2}}(t)$. Этот результат является ожидаемым, поскольку в [3] было получено выражение для частоты пересоединений в стационарном состоянии (3): $\dot{N}_{rec} = C_{rec} \kappa L^{\frac{5}{2}}$. Для обычных плотностей

вихревых нитей в жидком гелии $L \sim 10^9 \text{ м}^{-2}$ при длине когерентности $\sim 0.18 \cdot 10^{-9} \text{ м}$ величину ξ_0 можно оценить как $\frac{1}{\xi_0} \sim 10^{-5}$. В этом случае коэффициенты при $L(t)$ и $L^2(t)$ в уравнении (6) малы по сравнению с C_{vinen} и рассматриваемый механизм не играет существенной роли в распаде турбулентности. Обнаруженное в экспериментах [6] различие масштабов времен формирования и распада решетки вихрей, вероятно, может быть связано с двумя режимами распада: нестационарным, проходящим в основном за счет излучения фононов при пересоединении, и квазистационарным, когда этот эффект мал и турбулентность распадается за счет волн Кельвина. В [6] для сформировавшейся решетки вихрей $L \sim 1.5 \cdot 10^{10} \text{ м}^{-2}$ при длине когерентности $\sim 0.2 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, так что $\xi_0 \sim 40$. Используя различие на два порядка времен формирования и распада решетки, можно оценить плотность вихревых нитей, возникающую на некотором этапе развития турбулентности в бозе-конденсате как $L \sim 10^{12} \text{ м}^{-2}$.

Литература

- [1] E.J. Copeland, T.W.B. Kibble, D.A. Steer, Phys. Rev. D 58, 043508 (1998).
- [2] J. Magueijo, H. Sandvik, D.A. Steer, Phys. Rev. D 60, 103514 (1999).
- [3] S.K. Nemirovskii, Phys. Rev. Lett. 96, 015301 (2006).
- [4] M. Leadbeater, T. Winiecki, D.C. Samuels, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, 1410 (2001).
- [5] S.K. Nemirovskii, cond-mat/0505441.
- [6] J.R. Abo-Shaeer, C. Raman, W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. 88, 070409 (2002).
- [7] P.A. Kuz'min, JETP Lett. 84, 204 (2006).

О РАЗРУШЕНИИ РЕШЕНИЯ ОДНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ТИПА

Ст. науч. сотр. Корпусов М. О.

Рассматривается система уравнений гидродинамики вязко-упругой жидкости в ограниченной области с гладкой границей. Доказано, что при достаточно больших начальных условиях решение задачи не существует глобально во времени. Получены оценки сверху на время существования решения.

ОБ ОЦЕНКАХ ТОЧНОСТИ ЭФФЕКТИВНЫХ УСЛОВИЙ НА ОТКРЫТОЙ ГРАНИЦЕ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ КЛЕЙНА-ГОРДОНА

Доцент *Майков А.Р.*

Исследование возможности редукции начально-краевых задач, поставленных в пространственно-неограниченных областях, к задачам в их ограниченных подобластях привлекает к себе все более широкий интерес в последние десятилетия [1]. Один из способов редукции основан на использовании условий на открытой границе. Кратко он может быть описан следующим образом: из первоначальной неограниченной области $\Omega \in R^d$ ($d=1,2,3$) искусственно выделяется ограниченная подобласть Ω_{int} , и на $S_{\text{open}} = \partial\Omega_{\text{int}} \setminus \partial\Omega$ ставятся упомянутые условия. Затем вместо исходной задачи, поставленной в $\Omega \times (0, T)$ (назовем ее Задачей I), в $\Omega_{\text{int}} \times (0, T)$ численно решается Задача II, которую составляют уравнения, начальные и граничные условия Задачи I вместе с условиями на открытой границе S_{open} .

Далее мы ограничимся обсуждением лишь тех случаев, когда система описывается в $\Omega_1 := \Omega \setminus \Omega_{\text{int}}$ скалярной функцией U , такой, что

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - \Delta U + \gamma^2 U = 0 \quad (0 \leq \gamma = \text{const}), \quad (1)$$

а в Ω_{int} — каким-либо более сложным образом. Будем предполагать, что геометрия поверхности $\partial\Omega_1$ и граничные условия позволяют свести (1) к последовательности независимых уравнений с одной пространственной переменной x , каждое из которых имеет вид

$$\frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u_j}{\partial x^2} + \left(\nu_j^2 + \frac{\mu_j^2 - 1/4}{x^2} \right) u_j = 0, \quad x > x_1, \quad t \in (0, T) \quad (2)$$

с константами $\nu_j \geq \gamma$ и $\mu_j \geq 0$. Примерами областей, для которых возможен переход от (1) к уравнениям (2), служат полубесконечный регулярный волновод произвольного сечения, полубесконечные рупоры или внешность шара, а также полупространство $x^1 > 0$ в прямоугольной декартовой системе координат (x^1, x^2, x^3) , если U удовлетворяет в этом полупространстве условиям периодичности по x^2 и по x^3 .

Через $F[\cdot]$ будем обозначать преобразование Фурье на вещественной прямой, а через $H_\mu^{(1)}(\cdot)$ — функцию Ханкеля первого рода порядка μ . Можно показать, что при условии $U|_{t=0} = \partial U / \partial t|_{t=0} = 0$ достаточно гладкие решения (1) удовлетворяют равенствам

$$\frac{\partial u_j}{\partial t}(x_1, t) + \frac{\partial u_j}{\partial x}(x_1, t) + \int_0^t K(t - \tau) u_j(x_1, \tau) d\tau = 0, \quad (3)$$

где

$$K(t) = F[\kappa(s; x_1, \nu, \mu)],$$

$$\kappa(s; x_1, \nu, \mu) := \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\sqrt{s^2 - \nu^2} \frac{H_{\mu+1}^{(1)}(\sqrt{s^2 - \nu^2} x)}{H_{\mu}^{(1)}(\sqrt{s^2 - \nu^2} x)} + is - \frac{\mu + 1/2}{x} \right],$$

и что $K(t) \in L^1(0, \infty)$. Использование этих равенств в качестве условий на открытой границе (поверхности, выделенной в Ω условием $x = x_1$) возможно, однако оно связано с существенными вычислительными затратами, обусловленными нелокальностью (3) по времени. Поэтому была выдвинута (см. [2]) идея использования приближенных условий, получающихся из (3) заменой $K(t)$ аппроксимирующими их функциями вида

$$K_{appr}(t) = \sum_{n=1}^{N^{(j)}} c_n^{(j)}(x_1, \nu_j, \mu_j) e^{-\sigma_n^{(j)}(x_1, \nu, \mu) t}, \quad (4)$$

где $c_n^{(j)}(x_1, \nu_j, \mu_j)$, $\sigma_n^{(j)}(x_1, \nu, \mu)$ — комплексные константы. Такие приближенные условия эквивалентны, как нетрудно видеть, равенствам

$$\frac{\partial u_j}{\partial t}(x_1, t) + \frac{\partial u_j}{\partial x}(x_1, t) + \sum_{n=1}^{N^{(j)}} I_n^{(j)}(t) = 0,$$

$$\frac{dI_n^{(j)}}{dt} + \sigma_n^{(j)} I_n^{(j)} = c_n^{(j)} u_j(x_1, t), \quad I_n^{(j)}(0) = 0 \quad (n = 1, \dots, N_j).$$

Это позволяет при численном решении Задачи II хранить и обрабатывать информацию о значениях U вблизи открытой границы только на ближайшем предшествующем слое (или нескольких ближайших слоях) временной сетки.

Результаты численного решения ряда прикладных задач свидетельствуют об эффективности такого подхода; в то же время вопросы корректности приближенных условий на открытой границе изучены пока недостаточно. В частности, следует ли из существования и единственности решения Задачи I, обладающего некоторой гладкостью, существование и единственность решения Задачи II с той же (и если иной, то какой именно) гладкостью? Как связана сходимость в различных функциональных пространствах K_{appr} к K со сходимостью решения Задачи II к решению Задачи I? Понимание этого важно как для выбора значений $c_n^{(j)}$ и $\sigma_n^{(j)}$, так и для выбора численных методов решения Задачи II. Приведем результаты ис-

следования указанных вопросов применительно к следующей модельной начально-краевой задаче, поставленной в полуполосе $x > x_0$, $t \in (0, T)$:

$$\rho(x) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - L_x u = f(x, t), \quad l[u] = g(t), \quad u(x, 0) = u_0(x), \quad \frac{\partial u}{\partial t}(x, 0) = u_1(x), \quad (5)$$

где $L_x \eta := \frac{\partial}{\partial x} \left(k(x) \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) - \left(\nu^2 + \frac{\mu^2 - 1/4}{x^2} + q(x) \right) \eta$, $l[\eta] := -\frac{\partial \eta}{\partial x}(x_0, t) \sin \alpha + \eta(x_0, t) \cos \alpha$, α, ν, μ — константы, причем $\nu, \mu \geq 0$; $f \in L^2((x_0, \infty) \times (0, T))$, $g \in L^2(0, T)$, $u_0(x) \in W_2^1(0, \infty)$, $u_1(x) \in L^2(0, \infty)$, $\rho(x), k(x) \in C^2([x_0, x_1])$, $q(x) \in C([x_0, x_1])$, $\inf_{x \in X} k(x) > 0$, $\inf_{x \in X} \rho(x) > 0$, причем $f(x, t) = u_0(x) = u_1(x) = q(x) \equiv 0$, $\rho(x) = k(x) \equiv 1$ при $x \geq x_1$ для некоторого $x_1 > x_0$. Пусть \tilde{u} — функция, заданная в прямоугольнике $(x_0, x_1) \times (0, T)$, удовлетворяющая в нем (5) и, кроме этого, приближенным условиям на открытой границе $x = x_1$:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t}(x_1, t) + \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x}(x_1, t) + \int_0^t K_{appr}(t - \tau) \tilde{u}(x_1, \tau) d\tau = 0,$$

где $K_{appr}(t) \in L^1(0, T) \forall T < \infty$ (выполнение (4) при этом не предполагается). Через X будем обозначать интервал (x_0, x_1) , а через $W_p^m(\cdot)$, где m — натуральное, $p \in [1, \infty]$ — пространство Соболева. Будем предполагать, что $m \geq 2$, причем при $m \geq 3$ в дополнение к перечисленным выше выполнены условия. $\rho(x), q(x) \in W_\infty^{m-2}(X)$, $k(x) \in W_\infty^{m-1}(X)$. Кроме того, потребуем, чтобы в системе, описываемой (5), были невозможны резонансы (более детальную формулировку этого условия см. в [3]). В этом случае, как показано в [3]

1. если решение $u \in W_2^m(X \times (0, T))$ задачи (5) существует, то для любой $K_{appr} \in L^1(0, T)$ решение \tilde{u} соответствующей задачи с приближенными условиями существует и единственно в $W_2^m(X \times (0, T))$;

2. $\| \tilde{u} - u \|_{W_2^m(X \times (0, T))} = O \left(\| K_{appr} - K \|_{L^1(0, T)} \| u \|_{W_2^m(X \times (0, T))} \right)$ при $\| K_{appr} - K \|_{L^1(0, T)} \rightarrow 0$;

3. если K_{appr} допускает представление $K_{appr} = F[\kappa_{appr}]$, где $\kappa_{appr} \in L^2(R) \cap L^\infty(R)$, то

$$\| \tilde{u} - u \|_{W_2^m(X \times (0, T))} = O \left(\| \kappa_{appr} - \kappa \|_{L^\infty(R)} \| u \|_{W_2^m(X \times (0, T))} \right).$$

Оценки п.п. 2 и 3 являются равномерными относительно $T \in (0, \infty)$.

Аналогичные оценки справедливы для $\|u - \tilde{u}\|_{W_\infty^m}$ и, по-видимому, для $\|u - \tilde{u}\|_{C^m}$.

Равномерность оценок по T указывает на принципиальную возможность построения приближенных ядер K_{appr} , пригодных для использования в (3) вместо K при сколь угодно больших T . В пользу этого говорят и результаты проведенных тестовых расчетов.

Автор глубоко признателен А.Г. Свешникову за постоянное внимание к работе, а также за ряд важных советов и замечаний, высказанных при ее обсуждении.

Литература

1. Hagstrom, T. New results on absorbing layers and radiation boundary conditions // Lect. Notes Comput. Sci. Eng. 2003. V. 31, С. 1 – 42.
2. Sofronov I. L. Non-reflecting inflow and outflow in wind tunnel for transonic time-accurate simulation // J. Math. Anal. Appl. 1998. V.221. С. 92 – 115.
3. Майков А. Р. О приближенных условиях на открытой границе для одного класса гиперболических уравнений // Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2006. Т. 46, № 6. С. 1080 – 1095.

О СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВАХ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ОПЕРАТОРА ЛАПЛАСА

Науч.сотр. *Малых М.Д.*

В настоящее время можно указать три крупные зарубежные группы, занимающиеся спектральными свойствами краевых задач в некомпактных областях. *Экснер* (Pavel Exner, Prague) и его коллеги (*Д. Борисов*, *Р. Годыльшин*, *D. Krejciric* и *J. Kriz*) исходят из квантово-механических приложений и им принадлежат фундаментальные результаты о точечном спектре волноводов, в частности доказательство существования изолированных ловушечных мод в гнущем или локально расширенном плоском волноводе [1] или в двух волноводах, связанных через окно в границе. *Вернер* (Peter Werner, Stuttgart) и его ученики исходят из нестационарной задачи и рассматривают собственные значения как особенности в асимптотике решения при больших t . Английские авторы (*А. Асланян*, *Д. Васильев*, *Л. Парновский*, *Linton*, *McIver*) исходят из проблем акустики и теории волн на

воде и поэтому в центре их внимания краевые условия Неймана и вложенные ловушечные моды [2].

Простейшая краевая задача, доставляющая тем не менее все характерные трудности теории краевых задач, может быть поставлена так.

(А) Пусть заданы: U – область в \mathbb{R}^n , о границе которой не делается никаких предположений, f – кусочно непрерывная функция в \mathbb{R}^n с компактным носителем и λ – комплексный параметр. Требуется найти функцию v из соответствующего пространства Соболева $H(U)$, удовлетворяющую в обобщенном смысле уравнению

$$\Delta v + \lambda v = f, \quad v|_{\partial U} = 0.$$

Используя теорему Рисса, задачу (А) можно записать в операторах

$$(\lambda+1) A(U)v - v = f|_U,$$

где $A(U)$ – ограниченный самосопряженный оператор, заданный билинейной формой

$$(w, A(U)v) = \int_U w^* v dx \quad \forall v, w \in H(U),$$

а $f|_U$ – сужение функционала $(f, \cdot)_{L^2(\mathbb{R}^n)}$ на $H(U)$. Спектром задачи (А) будем называть множество точек

$$\sigma(U) := \{ \lambda \in \mathbb{C} : \lambda+1 \in \sigma(A(U)) \}.$$

Классические теоремы о спектрах краевых задач с различными граничными условиями приведены в [3], в 1990-х годах был достигнут значительный прогресс в исследовании областей, представляющих собой волноводы.

В основу нашего метода положена идея о проникновении друг в друга двух «топологий»: области евклидова пространства, в которой рассматривается задача, и соответствующего пространства Соболева. Основой для исследования существенного спектра краевых задач является теорема Вейля-фон Неймана, в которую нам удалось ввести дополнительную топологию, разрешив тем самым проблему описания класса возмущений оператора, сохраняющих не только существенный спектр, но и его структуру. Тем самым удается расширить область применения этой теоремы в новом направлении.

Опираясь на этот новый вариант теоремы Вейля-фон Неймана удается распространить теорему М.Ш. Бирмана [4] о существенном спектре задачи Дирихле на случай произвольной области: если области U_1 и U_2 совпадают

вне компакта, то $\sigma_{\text{ess}}(U_1) = \sigma_{\text{ess}}(U_2)$. Это особенно важно для приложений, поскольку в радиофизике часто используются волноводы с негладкой, напр., гофрированной границей. Эта теорема имеет очень простой физический смысл: множество частот, при которых энергия распространяется по волноводу, не меняется при любых локальных изменениях волновода, будь то растяжения, введение антенн или уголков.

Эта теорема в свою очередь позволяет доказать следующее.

1. Для любой области U в \mathbb{R}^n с какой угодно границей существенный спектр имеет вид $\sigma_{\text{ess}}(U) = [a, +\infty)$, где $a \geq 0$. Эта теорема указывает на принципиальное отличие теории спектра задачи (A) и спектральной теории оператора Шредингера. Типичной ситуацией для последней является случай спектра с лакунами, а одной из важнейших задач – оценка длины лакун.
2. Пусть F – гладкая поверхность, делящая \mathbb{R}^n на две области U и V , и пусть ν – ее единичная нормаль. Если существует такой постоянный вектор \mathbf{a} , что скалярное произведение $(\mathbf{a}, \nu) \geq 0$ вдоль всей границы ∂U и $(\mathbf{a}, \nu) > 0$ на некотором ее участке, то $\sigma_{\text{disc}}(U) = \sigma_{\text{disc}}(V) = \emptyset$. Это утверждение обобщает критерий пустоты дискретного спектра, указанный Реллихом [3], с.249. Условие гладкости границы существенно. Соответствующий контрпример без труда можно указать, используя в качестве области волновод с окном в границе [5].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-01-00146).

Литература

1. *Krejciric D., Kriz J.* On the spectrum of curved planar waveguide // Publ. Res. Inst. Math. Sci. Kyoto University. 2005. Т. 41. Р. 757-791.
2. *Linton C. M., McIver P.* Embedded trapped modes in water waves and acoustics // Department of Mathematical Sciences, Loughborough University, Leicestershire. 2006. Preprint no. 06-24.
3. *Глазман И.М.* Прямые методы качественного спектрального анализа сингулярных дифференциальных операторов. М.: ГИФМЛ, 1963.
4. *Бурман М.Н.* Возмущение непрерывного спектра сингулярного эллиптического оператора при изменении границы и граничных условий // Вестник лен. ун-та. 1962, № 1. С. 22-55.
5. *Exner P., Seba P., Tater M., Vanek D.* Bound states and scattering in quantum waveguides coupled laterally through a boundary window // J. Math. Phys. 1996. Vol. 37. Р. 4867-4887.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКТОРА ЭЛЕКТРОНОВ С УЧЕТОМ ТЕМПЕРАТУРЫ КАТОДА

Ст. преподаватель *В.М. Пикунов*

Инжектор электронов лампы бегущей волны предназначен для создания электронного потока с заданным микропервеансом $P_\mu = \frac{I}{U^{3/2}} 10^6$,

где: I – ток электронного пучка в амперах, U – ускоряющее напряжение в

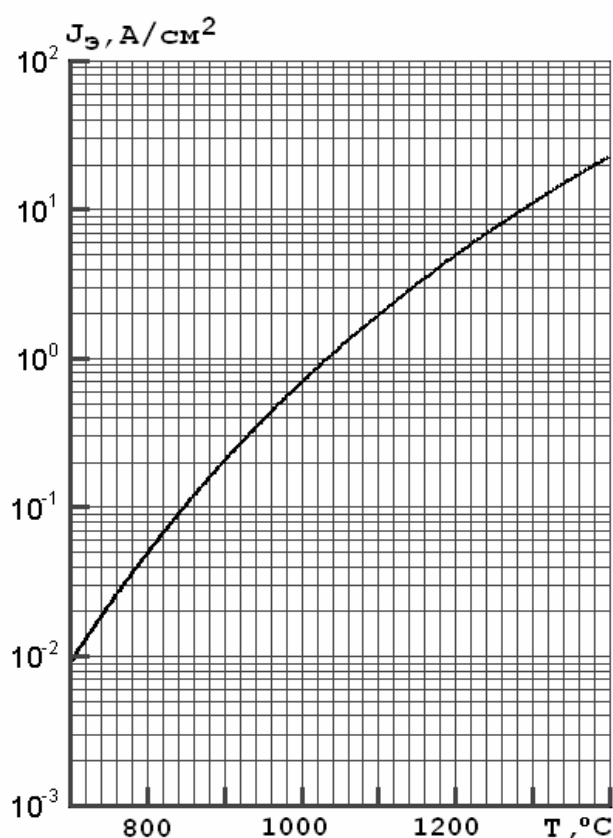


Рис.1. Зависимость тока эмиссии от температуры для импрегнированного катода (закон Ричардсона–Дешмена)

вольтах. Важными характеристиками являются – скоростное распределение электронов и диаметр электронного потока в выходном сечении инжектора. В настоящее время хорошо разработаны методы численного анализа и существуют различные программные комплексы расчета инжекторов для электронных СВЧ приборов в двумерном приближении. Однако, известные программы для расчета инжектора ЛБВ, как правило, основаны на «законе трех вторых» и не учитывают температурную зависимость плотности тока эмиссии от температуры катода рис.1. Это приводит к заниженным значениям микропервеанса P_μ на величину в 10% для высоковольтной области напряжений на аноде 17-18 кВ, и более 20% для напряжений 0,5-3,5 кВ.

Для моделирования процессов происходящих в инжекторе электронов была создана программа численных расчетов «ИНЖЕКТОР-2». При учете прикатодных явлений использовался вспомогательный анод, а поверхности последнего и катода инжектора разбивались на элементы, которые могут рассматриваться как набор плоских диодов. Для нахождения вольтамперной характеристики накаливаемого катода использовался итерационный алгоритм на основе результатов, впервые полученных в работах Бурсиана (1919) и Ленгмюра (1923) [1], при изучении влияния объемного заряда на величину плотности

Для моделирования процессов происходящих в инжекторе электронов была создана програм-

тока текущего через плоский диод для случая, когда электроны, вылетающие из катода, обладают полумаксвелловским начальным распределением по скоростям.

Модель инжектора электронов представляется аксиально-симметричной областью D , ограниченной поверхностью S , образованной вращением кусочно-гладкого контура

$$\Gamma = \Gamma^{(1)} + \Gamma^{(2)}, \quad (\Gamma^{(1)} = \bigcup_{i=1}^{N_1} \Gamma_i^{(1)}, \quad \Gamma^{(2)} = \bigcup_{i=1}^{N_2} \Gamma_i^{(2)})$$

относительно оси z цилиндрической системы координат r, φ, z . Здесь верхний индекс (1) соответствует электродам, где задаются краевые условия Дирихле $U|_{\Gamma_i^{(1)}} = U_{0i}$, а (2) соответствуют областям с краевым условием

Неймана $-\frac{\partial U}{\partial n}|_{\Gamma_i^{(2)}} = E_n|_{\Gamma_i^{(2)}} = E_{n0i}$. Введем также ортогональную систему ко-

ординат вращения (h, τ, φ) так, чтобы поверхность S совпадала с координатной поверхностью $h = 0, \tau \in \Gamma, \varphi \in [0, 2\pi)$. В силу аксиальной симметрии рассмотрим задачу в двумерном меридиональном сечении Ω , проходящим через ось вращения z и ограниченным контуром Γ , рис.2-3.

$$U(M_1) = \int_{\Gamma} \sigma(P)G(M_1, P)d\tau_P + \iint_{\Omega} \rho(Q)G(M_1, Q)r_Q dr_Q dz_Q, \quad (1)$$

$$E_n(M_2) = - \left\{ \frac{\sigma(M_2)}{2\epsilon_0} + \int_{\Gamma} \sigma(P) \frac{\partial G}{\partial n_P}(M_2, P)d\tau_P + \iint_{\Omega} \rho(Q) \frac{\partial G}{\partial n_Q}(M_2, Q)r_Q dr_Q dz_Q \right\}, \quad (2)$$

$$M_k \in \Gamma^{(k)}, \quad k = 1, 2; P(0, \tau_P) \in \Gamma, Q(r_Q, z_Q) \in \Omega,$$

$$\mathbf{E} = -\nabla U, \quad \mathbf{E} = \{E_r, 0, E_z\}, \quad (3)$$

$$\frac{d\mathbf{u}_m}{dt} = \frac{e_0}{m_0} \left\{ \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_m}{\gamma_m} \times \mathbf{B}_0 \right\}, \quad \frac{d\mathbf{r}_m}{dt} = \mathbf{v}_m = \frac{\mathbf{u}_m}{\gamma_m}, \quad m = \overline{1, M(t)}, \quad (4)$$

$$\mathbf{r}_m = \{r_m, 0, z_m\}, \quad \mathbf{v}_m = \{v_{mr}, v_{m\varphi}, v_{mz}\}, \quad \gamma_m = \sqrt{1 + u_m^2}.$$

Система интегральных уравнений (1), (2) теории потенциала используется для нахождения скалярного потенциала, определяемого краевыми условиями и распределением пространственного заряда электронного потока. С помощью (3) находится самосогласованное электрическое поле. Для описания электронного пучка использовался метод трубок тока. Уравнения движения (4) определяют траектории трубок тока. Решение самосогласованной задачи находится методом итерации по пространственному заряду.

Для малых плотностей тока эмиссии I_e минимум потенциала не образуется. При этом ток на вспомогательный анод равен току эмиссии. С увеличением температуры катода, увеличивается ток эмиссии и потенциал между анодом и катодом провисает до U_{\min} , с образованием точки минимума потенциала x_{\min} , из-за большой величины пространственного заряда вблизи катода. Проведены сравнения расчетных величин микропервеанса для режимов ограничения тока эмиссии пространственным зарядом и начальных токов работы электронного инжектора, с результатами экспериментальных

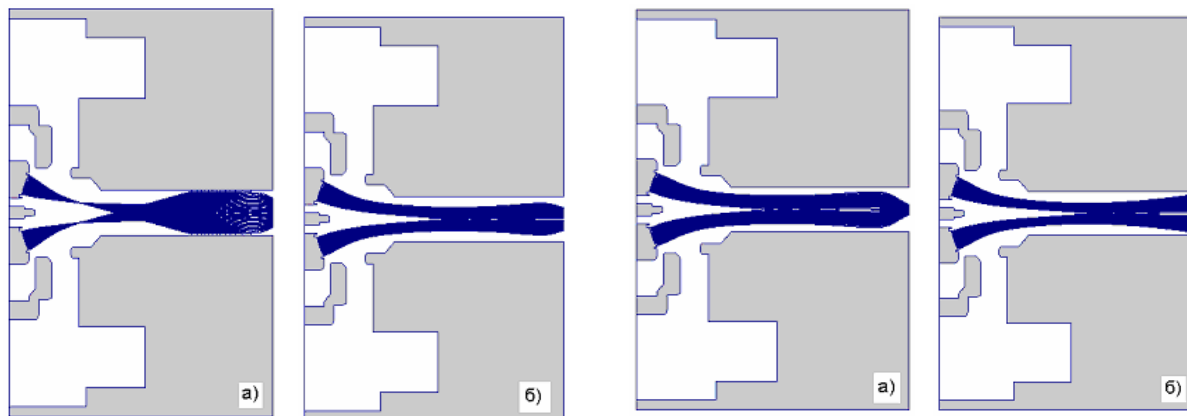


Рис. 2. Типичные картины электронных траекторий в инжекторе ЛБВ при $U_A = 2$ кВ: а) для случая начальных токов, $T_c = 705$ °С; б) для случая ограничения тока пространственным зарядом, $T_c = 917$ °С

Рис.3. Картина электронных траекторий в инжекторе при: а) низком $U_A = 0,5$ кВ и б) высоком $U_A = 18$ кВ напряжениях на аноде при фиксированной температуре $T_c = 1270$ °С

измерений [2]. В режиме ограничения тока эмиссии пространственным зарядом (рабочий режим, рис. 2б-3б), разница в значениях микропервеанса не превышала 1,5-2%. Исследовались накальные характеристики инжектора в режиме начальных токов, для которых характерно кинематическое группирование электронов, при этом токопрохождение составляет порядка 70 процентов, рис.2а. В этом случае разница в микропервеансах достигала более 10%, что связано с неточностью задания кривой эмиссии катода рис.1 при температуре $T_c = 705$ °С, значительно меньшей рабочей $T_c = 1270$ °С, что требует дальнейшего экспериментального уточнения.

Литература

[1] С.Д.Гвоздовер. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. Москва, ГИТТЛ, 1956, 528 с.

[2] А.Е.Васильев, В.В.Ветров, В.М.Пикунов, В.С. Смирнов. К учету прикатодных явлений при расчетах инжектора электронов для ЛБВ. Препринт физического факультета МГУ, №11, 2005, с.11.

Подсекция:
МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

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

НАУКА И ФИЛОСОФИЯ В КУРСАХ «ОБЩАЯ ФИЗИКА» И «КОНЦЕПЦИИ СОВРЕМЕННОГО ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ»

Доцент *Неделько В.И.*, профессор *Прудников В.Н.*,
профессор *Хунджуа А.Г.*

Одно из основных требований, предъявляемых к образованию бакалавров по циклу математических и естественнонаучных дисциплин, состоит в том, что бакалавр «должен иметь представление о возможностях применения фундаментальных законов физики и химии для объяснения свойств и поведения сложных многоатомных систем, включая биологические».

Фундаментальный закон обычно определяют как закон, устанавливающий соотношение между простейшими объектами, полное описание которых возможно с помощью минимального числа измеряемых параметров (физических величин). Т.е. фундаментальные законы непосредственно к сложным объектам неприменимы. В этих случаях, обычно, на основе фундаментальных законов выводятся следствия, которые и используют для описания более сложных моделей.

Однако существует еще одна важная проблема – речь идет о принципиальной возможности использования науки для описания реального мира. Следует помнить, что наука не занимается прямым изучением объектов реального мира – она строит модели (средства для изучения объектов), изучает свойства моделей и приписывает эти свойства реальным объектам. Здесь легко усмотреть роль субъекта (исследователя) в процессе естественнонаучного познания – именно он принимает решение об использовании моделей и интерпретации результатов исследования, руководствуясь своим мировоззрением, своими философскими взглядами. Другими словами наука строит модели (средства описания объектов реального мира), а философия субъекта определяет приемлемость использования этих средств для описания реальных объектов и явлений. При этом речь идет не только о выборе той или иной научной модели, но также и о принципиальной возможности использования научных моделей в исследовании некоторых объектов реального мира.

Решение этой проблемы далеко не тривиально – субъекту с определенным мировоззрением при восприятии информации, с этим мировоззрением несовместимой, приходится крайне напрягаться и прибегать к волевым усилиям. При этом либо субъекту навязывается чужое мнение, и он принимает облик Галилея (говорит одно, а думает другое), либо он начинает обвинять других в мракобесии, занятии лженаукой, пытается установить устраивающее его единомыслие.

Поэтому хотелось бы, чтобы субъект понимал, что его мировоззрение не единственно верное, что во все времена люди придерживались разных

взглядов на мир, а для этого надо обладать хотя бы элементарными знаниями о реальном мире, философии и науке. Речь идет о самом необходимом фундаменте, ибо в целом таких знаний как «песчинка в море», «как звезд на небе».

Итак, что касается науки: существуют определенные правила построения научных моделей и определенные требования к ним, основными из которых являются требования полноты экспериментального подтверждения модели и установления границ ее функционирования. Невыполнение хотя бы одного из правил выводит модель из разряда строго научных, хотя не всегда приводит к ее безвозвратному удалению из науки.

Модели, удовлетворяющие всем правилам и требованиям (строгие научные модели), могут давать объективное количественное описание явлений и объектов реального мира, а построенные на таких моделях разделы науки имеют статус научных теорий (механика Ньютона, электродинамика Максвелла, и т.д.). Если модель не имеет прямого экспериментального подтверждения, но оно принципиально возможно, то модель называют гипотетической. И, наконец, если модель принципиально не может быть проверена прямыми экспериментами – то перед нами научный миф. Например, стандартная модель «Большого взрыва» современный космологический, а вернее космогонический, миф. Что делать, космогония была мифологичной во все времена. Следует отметить, что мифологичность модели «Большого взрыва» – это ее ранг, что ни в коем случае не означает невозможности ее использования, до тех пор, пока кто-то прямо не докажет ее научную несостоятельность. Если же такое произойдет, то эта несостоятельность не будет являться доказательством в пользу Библейской трактовки происхождения мира, ибо библейский мир лежит за пределами науки. С точки зрения науки Библейская версия происхождения Вселенной – такой же миф.

Объективность описания явлений реального мира научными моделями обусловлена степенью их научности, в случае использования гипотез и мифов критерием объективности становится личная вера субъекта (вера – убежденность в недоказуемом). Поскольку реальный мир в целом является наиболее сложным объектом исследования науки, о его строго научных моделях нет и речи. Реальный мир – понятие субъективное, по крайней мере, на сегодняшний день, и определяется философией (личной точкой зрения) каждого человека. У каждого реальный мир свой, и поскольку нет и быть не может доказательств абсолютной истинности какого-либо из этих миров, то все они равноправны, и выбор зависит от личного пристрастия субъекта.

Научные модели принципиально ограничены объектами наблюдаемого мира, и если для человека наблюдаемый мир сводится только к движущейся материи, то вопрос о возможности описания его объектов научными

моделями всегда решается положительно. Если же для человека в его мире «под личиной вещества бесстрастной огонь божественный горит», то проблема возможности использования научных моделей переходит в область философии (в истории физики большей частью речь шла о христианской философии). При этом никаких существенных противоречий между наукой и личной философией субъекта не наблюдается. Обычно на эти противоречия указывают другие люди, имеющие отличные представления о мире. Т.е. все противоречия проистекают либо от непонимания, либо создаются искусственно для достижения каких-то конкретных целей, не имеющих ничего общего с познанием мира.

Таким образом, для выполнения требований, предъявляемых к образованию бакалавров, одних предметных знаний недостаточно. Необходимо дополнительно освоить общие знания о науке, как познавательной интеллектуальной системе – принципы построения научного знания, структура и содержание научного знания, границы научного знания в целом и границы применимости конкретных научных теорий, критерии научности, проблемы объективности и истинности, и т.д. Отметим, что освоение указанного материала обеспечит и более глубокое понимание изучаемых разделов физики или естествознания.

Поскольку речь идет об информации, дополнительной к основному курсу (но куда более важной, чем конкретные теории), то возникает вопрос о наиболее эффективной форме ее освоения. На наш взгляд такой формой является рассмотрение указанных вопросов в рамках истории естествознания. Отметим, что раздел «история естествознания» входит в обязательный минимум содержания цикла общих математических и естественнонаучных дисциплин в рамках курса «Концепции современного естествознания».

ОСВЕЩЕНИЕ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫХ ВОПРОСОВ В ВУЗОВСКИХ КУРСАХ ФИЗИКИ (НА ПРИМЕРЕ ФЕНОМЕНА «ЗОЛОТОГО СЕЧЕНИЯ»)

Профессор *Короленко П.В.*, науч.сотр. *Маганова М.С.*,
мл.науч.сотр. *Маркова С.Н.*

Важным требованием к разработке современных вузовских учебников по физике должно стать не только оптимальное структурирование новых физических знаний, но и изложение тех приемов и средств, с помощью которых эти знания получают. Среди этих приемов заметное место занимают междисциплинарные эвристические технологии, например методы нелинейной динамики и фрактального анализа [1,2]. Их высокая эффективность доказана в ходе самых разнообразных исследований, веду-

щихся не только в естественнонаучных, но и гуманитарных дисциплинах. В последнее время стало ясно, что указанные методы весьма часто связаны с феноменом Золотого сечения [3]. Несмотря на многочисленные факты такого сочетания, его природа изучена весьма слабо. В данной работе рассмотрены эвристические технологии, связанные с Золотым сечением, расширяющие методические возможности и позволяющие более широко и глубоко рассмотреть важные вопросы междисциплинарного характера в курсах физики.

Как известно, Золотым сечением называется такое деление отрезка на две части, когда большая часть относится к меньшей, как весь отрезок относится к большей части. Это отношение, называемое коэффициентом Золотого сечения, представляет собой иррациональное число $\Phi \approx 1,618$. С Золотым сечением тесно связана числовая последовательность Фибоначчи: 1; 1; 2; 3; 5; 8; 13; 21; 34; 55..., в которой каждое число, начиная с третьего, равно сумме двух предыдущих, а отношение каждого ее члена к предыдущему по мере увеличения его номера стремится к величине Φ . Пропорции, соответствующие Золотому сечению, проявляется в структуре многих объектов живой и неживой природы, и на протяжении многих веков использовались в произведениях искусства в качестве канона красоты.

В качестве примера междисциплинарных проблем, освещение которых в курсах физики носит актуальный характер, можно назвать группу вопросов, относящихся к описанию квазикристаллического состояния вещества [4]. Открытие в 1984 году квазикристаллов с непериодической структурой, обладающих осью симметрии пятого порядка, привело к крушению догмы, согласно которой подобной симметрией могут обладать лишь живые объекты. Это открытие во многом стало возможным, благодаря использованию математической теории замощения, в рамках которой рассматривается возможность замощения объемов и поверхностей с помощью икосаэдров и пентаграмм, форма которых находится по правилам Золотого сечения. Уникальные характеристики квазикристаллов и разнообразные приложения их теории стали предметом интенсивных исследований, ведущихся в различных областях физики и смежных с ними областях знаний. В ходе этих исследований было, в частности, установлено, что структуры, характеризующие геометрию квазикристаллов, часто являются атрибутом фазовых портретов динамических систем самой разнообразной природы на начальной стадии развития детерминированного хаоса. Таким образом, при обсуждении особенностей структуры квазикристаллов в рамках традиционно читаемых разделов физики «Кристаллография» и «Рентгеноструктурный анализ» появляется возможность наряду с целым рядом физических и технических вопросов рассмотреть важные методологические проблемы, возникающие на стыках наук, а также эвристические законы, определяющие путь получения новых научных результатов.

Междисциплинарные вопросы фундаментального характера могут быть рассмотрены при обсуждении причин формирования самоподобных спиралевидных объектов, геометрические параметры которых подчиняются законам Золотого сечения. Типичным примером таких объектов являются спиральные галактики. Спиральную структуру с «золотыми» пропорциями имеют некоторые объекты растительного и животного происхождения. Характерна такая структура и для пограничного слоя жидкости или газа обтекающего твердые тела (при некоторых условиях пограничный слой имеет признаки, свойственные известному фрактальному множеству Мандельброта).

Используемые при описании различных физических процессов и структур фрактальные подходы в сочетании с закономерностями, вытекающими из свойств Золотого сечения и последовательности Фибоначчи, применяются также и в гуманитарных дисциплинах. Например, их используют искусствоведы при анализе структуры художественных и музыкальных произведений. Подчиняющаяся математике чисел Фибоначчи теория Эллиота широко используется в экономике при оценке перспективности биржевых операций. В архитектуре нашел применение модуль известного архитектора Корбюзье, позволяющий при проектировании различных сооружений автоматически учитывать пропорции Золотого сечения. Феномен Золотого сечения дал также толчок к развитию новых философских концепций. Так, в 80-е годы прошлого века белорусский философ Э.М. Сороко выдвинул и развил концепцию «структурной гармонии систем». В рамках этой концепции Золотое сечение и близкие к нему пропорции рассматриваются в качестве инвариантов, на основе и посредством которых в процессе самоорганизации естественные системы обретают гармоничное строение, стационарный режим существования и структурно-функциональную устойчивость.

Уникальные свойства Золотого сечения часто кажутся трудно объяснимыми и загадочными. Некоторые исследователи склонны видеть в этом метафизические и даже мистические причины. Однако постепенно различные аспекты феномена Золотого сечения находят объяснение на основе чисто научных представлений. Так, ряд свойств Золотого сечения, характеризующих, в частности, сценарий перехода колебательных систем к хаосу, находят объяснение в рамках теории чисел. В этой теории доказывалось, что коэффициент Золотого сечения Φ обладает самым медленно сходящимся из всех иррациональных чисел разложением в непрерывную дробь. Поэтому очень часто математики и физики считают, что этот коэффициент является «самым иррациональным из иррациональных чисел». Это свойство Φ приводит к исключительно важным последствиям в разнообразных проблемах нелинейной физики. Находит рациональное научное объяснение и наличие Золотых пропорций в теле человека и форме раз-

личных живых существ. Выяснилось, что это явление можно объяснить, привлекая биологическую модель асинхронного деления клеток.

Таким образом, проведенный в данной статье анализ различных аспектов проявления и использования феномена Золотого сечения позволяет сделать вывод о чрезвычайно большом разнообразии эффектов, обусловленных его уникальными свойствами. Это разнообразие в сочетании с основанными на этих свойствах эффективными методами решения задач, относящихся к различным областям знаний, позволяет использовать феномен Золотого сечения для освещения в учебных курсах широкого круга междисциплинарных вопросов фундаментального характера. При этом появляется возможность на конкретных примерах с использованием понятий красоты и гармонии проиллюстрировать процесс интеграции знаний и технологий научных исследований.

Литература

1. Заславский Г.М. и др. Слабый хаос и квазирегулярные структуры. – М.: Наука, 1991, 230 с.
2. Короленко П.В. и др. Новационные методы анализа стохастических процессов и структур в оптике. Фрактальные и мультифрактальные методы, вейвлет преобразования. – М.: УНЦ ДО, 2004, 82 с.
3. Стахов А.П. и др. Код да Винчи и ряды Фибоначчи. – СПб.: Питер, 2007, 320 с.
4. Векилов Ю.Х. Что такое квазикристаллы. // Соросовский образовательный журнал, 1997, № 1, с. 87-91.

О ПРЕИМУЩЕСТВАХ ПИСЬМЕННОЙ ФОРМЫ ЭКЗАМЕНОВ (из опыта кафедры математики)

Профессор *Бутузов В.Ф.*

В течение нескольких последних лет во время экзаменационных сессий на физическом факультете экзамены по общим математическим курсам проводятся в письменной – устной форме. Во время первой (письменной) части экзамена каждый студент получает билет, содержащий 6-7 вопросов, и дает на них ответы в письменном виде. На выполнение задания отводится 1-1.5 часа в зависимости от объема курса. Вопросы подобраны так, что они охватывают все основные темы по данному предмету. Большая часть вопросов (4-5) направлена на проверку знания основных понятий (дать определение, сформулировать теорему, написать формулу, решить простую типовую задачу). Эти вопросы не требуют много времени от тех, кто хорошо подготовился к экзамену (3-5 минут на

каждый вопрос). Один из вопросов носит более фундаментальный характер – не только сформулировать какую-то из основных теорем, но и дать ее доказательство. Еще один из вопросов (как правило, последний) – это задача достаточно высокого уровня, требующая весьма глубокого понимания материала.

После завершения письменной части экзамена делается небольшой перерыв и начинается устная часть – собеседование преподавателя со студентом по тем вопросам, на которые он дал письменные ответы. В большинстве случаев качество письменных ответов на вопросы билета позволяет адекватно оценить знания студента, и устная часть сводится к обсуждению тех ошибок, которые он допустил, к разъяснению не усвоенных им в полной мере понятий, теорем, формул. В отдельных случаях преподаватель задает дополнительные вопросы, примыкающие к вопросам билета, что способствует более точной оценке знаний студента. Средняя продолжительность устного собеседования с каждым студентом – около 20 минут.

Чтобы получить оценку «отлично», нужно хорошо и полностью ответить на все вопросы билета. Но все эти вопросы, и в том числе трудные задачи, заранее известны студентам, и именно в той редакции, как они войдут в билеты. Поэтому для тех, кто добросовестно готовился к экзамену, никаких неожиданностей в билетах нет. На наш взгляд, письменнo-устная форма экзамена имеет ряд преимуществ перед традиционной устной формой. Она позволяет провести главную (письменную) часть опроса за короткое время сразу со всей группой, позволяет в определенной мере бороться с массовой болезнью – «списыванием» и, что самое главное, дает возможность более объективно оценить знания каждого студента (практически устраняется зависимость оценки от того, к какому преподавателю студент «попал»). Данная форма проведения экзамен прижилась на кафедре математики и в настоящее время проводится работа по ее дальнейшему совершенствованию.

ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОТОКОВОГО АУДИО-ВИДЕО В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ

Доцент *Кэбин Э.И.*, студент *Ганжа А.С.*

Аудиовизуальные учебные материалы на CD/DVD производятся довольно давно. Для них формат видеofilьма часто является оптимальным. Однако, для Интернета такое решение, по крайней мере, в современной ситуации, далеко не всегда приводит к удовлетворительным результатам. Для качественной передачи "картинки" размером 400 на 300 пикселей видеofilьма в потоке требуется канал пропускной способностью не менее

1 Мбит/с. Это подтверждает и опыт MIT (см. например [1]) Часть своих лекционных курсов в рамках проекта OpenCourseWare они представили в виде потокового аудио-видео в формате Real Media (rm) записанного в трех вариантах 56 Кб/с, 80 Кб/с и 220Кб/с. Просмотр их на ADSL-соединении (Стрим, 320 Кб/с) показал, что на варианте записи 220 Кб/с достигается удовлетворительная четкость изображения размером 322 на 242 пикселя. Однако, из-за неравномерности потока, который в конкретном случае варьировался в пределах 173.1-437.5 Кб/с при средней скорости передачи 244.4 Кб/с, изображение "дергалось". Изображение в варианте 80 Кб/с, когда скорость передачи не опускалась ниже этого значение, уже не дергалось, однако и при размерах 322 на 242 пикселя было размытым. Говорить о качестве изображения в варианте 56 Кб/с вообще не приходится. Кроме того, лекции по таким дисциплинам, как физика, требуют включения формул, графиков, рисунков, фотографий, удовлетворительной "читаемости" которых при небольшом размере изображения в большинстве случаев достичь при таком подходе невозможно. Еще одним недостатком видеofilмов является невозможность создания интерактивного участия пользователя в проигрывании: его роль ограничивается перемоткой и регулированием громкости.

Информация, которая передается видеofilмом, часто является избыточной для учебных целей. Для этих целей полезная информация заключается в произносимом тексте и иллюстрирующих этот текст формулах, графиках и рисунках. Мимика лектора и его проходы, как правило, играют второстепенную роль и ими можно пожертвовать. Конечно, при демонстрации опытов видеofilm представляется лучшим решением.

Другим способом аудиовизуального представления лекционного материала является использование динамического HTML с каким-либо языком сценариев, например JavaScript. Однако реализация этого подхода связана с довольно серьезными техническими трудностями, в частности, связанными с синхронизацией изображения и звука [2].

Последним из рассматриваемых способов является передача видеолекций посредством флэш-анимации. Данный способ в последнее время становится все более популярным для целей передачи видеоматериала по сети Интернет (в частности, он используется на таких порталах, как YouTube и Google Video). Широкое использование данного способа объясняется следующими причинами:

- возможность потоковой передачи видео- и аудиоматериала;
- возможность передачи данных на скоростях, доступных для большинства пользователей сети (как показали наши тесты, нормальное воспроизведение аудиовизуальной информации достигается уже при скорости аналоговых модемов 28 Кб/с, см. также [2]);

- добавление интерактивных элементов управления, что является важным для целей создания видео-лекций (возможность создания механизмов контроля полученных знаний);
- возможность передачи векторной графической информации без потери качества по низкоскоростным сетям.

Также немаловажным преимуществом создания видео-лекций на основе флэш-роликов является удобство их создания. Возможность работы со слоями, то есть разделение рабочей области на несколько независимых частей, позволяет отдельно обрабатывать видео и аудио потоки, а также быстро создавать интерактивные элементы. Таким образом, в результате создания шаблонов время создания одного ролика значительно сокращается.

Как уже было сказано, флэш-анимация предоставляет возможность передачи как растровой, так и векторной графики. Причем имеющийся в распоряжении дизайнера инструментарий разработки позволяет конвертировать формулы и текст из презентаций формата PDF и PowerPoint "одним щелчком".

Недостаток данного способа – необходимость установки дополнительного программного обеспечения, для просмотра, которое, впрочем, распространяется бесплатно и довольно широко распространено.

Осенью 2006 г. в рамках развития образовательного сайта "Ядерная физика в Интернете" на кафедре общей ядерной физики начались работы по освоению технологии флэш-анимации. В рамках курса "Экзотические ядра", который читается в весеннем семестре силами разных лекторов, готовятся аудиовизуальные представления лекций.

Работа эта весьма трудоемкая. Часто слайдов, использованных лектором, не хватает, чтобы в режиме слайд-шоу уверенно удерживать внимание зрителя. По мнению из работы [2, 3] для этого на просмотр одного слайда должно отводиться около 20 секунд. Конечно, все зависит от характера представляемого материала. Для материала по физике, насыщенного формулами, такого времени может оказаться недостаточно для усвоения. Желательно, чтобы слайд не был статичным. Он должен содержать анимацию для выделения его частей синхронно с речью лектора. Нередко приходится готовить слайды заново, особенно, если исходный материал на "прозрачках" и/или лектор что-то писал на доске. Таким образом, для подготовки материалов для публикации требуется дополнительная работа в тесном контакте с лектором, включающая в себя, в том числе и разработку сценариев с учетом психологии восприятия как всего слайд-шоу, так и отдельных слайдов.

Литература

1. MIT OpenCourseWare. Physics. Physics III: Vibrations and Waves, Fall 2004 Video Lectures (<http://ocw.mit.edu/OcwWeb/Physics/8-03Fall-2004/VideoLectures/index.htm>).
2. Ф.О. Каспаринский, Е.Н. Полянская, А.С. Попов. Слайдфильмы как видео-экспонаты виртуальных музеев. Труды Всероссийской научной конференции "Научный сервис в сети Интернет (2006), Изд. Московского университета, сс.264-265.
3. Ф.О. Каспаринский, Т.В. Маланьина. Видео-лекции: от CD к DVD и сети. Труды Всероссийской научной конференции "Научный сервис в сети Интернет (2004), Изд. Московского университета, сс.181-183.

СЕМИНАР «ФИЗИКА ЯДРА И ЧАСТИЦ». МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ

Доцент *Гончарова Н.Г.*

Преподавание курса «Физика ядра и частиц» на 3 году университетского обучения сталкивается с рядом проблем, влияющих на качество понимания и усвоения предмета. Среди этих проблем: 1) отсутствие сведений о квантовой физике у студентов 3 курса; 2) очень большой объем совершенно **новых понятий**, необходимых студенту даже для поверхностного понимания основ физики микромира. Поэтому преподавание этого курса в большей степени, чем предшествующих ему глав общего курса физики, должно предусматривать организацию занятий студентов в течение всего семестра.

В ходе проведения семинара студентам предлагается решить последовательно 5 заданий по курсу, соответствующих рассматриваемым на семинаре темам. Контроль осуществляется проведением 5 контрольных работ по завершению каждой темы. Контрольная работа состоит из 10 простых задач, которые необходимо решить в течение 1 академического часа. Каждому студенту дается **индивидуальный** набор подобных задач, оцениваемых в 1 балл каждая. Студент, набравший к концу семинарских занятий 35 и более (т.е. $\geq 70\%$) баллов, получает автоматический зачет. Применение этой методики в течение 8 лет позволило добиться, во-первых, практически 90-95% посещения семинаров и контрольных и, во-вторых, более качественного усвоения сложного и нового материала. Последнее проявилось в более высоком суммарном балле занимающихся по этой методике групп в компьютерном тестировании.

Активизации студенческой аудитории во время семинара способствует также проставление дополнительных баллов (по 1) за правильный и точный ответ на вопрос, заданный всей группе.

Использование учебного пособия / Гончарова Н.Г. Семинар по физике частиц и ядер, препринт 2004) / помогает студентам в работе над курсом.

Существенный прогресс в усвоении курса «Физика ядра и частиц» достигнут также тем, что студенты стали широко использовать информацию, помещенную в Интернете на сайте кафедры общей ядерной физики <http://nuclphys.sinp.msu.ru>

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БАЗЫ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ КОЛЛАБОРАЦИИ CLAS В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ

Вед.науч.сотр. *Варламов В.В.* (НИИЯФ МГУ),
ст.науч.сотр. *Мокеев В.И.* (НИИЯФ МГУ), доцент *Степанов М.Е.*,
программист *Чесноков В.В.* (НИИЯФ МГУ)

На данный момент международной коллаборацией CLAS накоплена обширная экспериментальная информация по различным каналам фото- и электророждения мезонов на протоне и ядрах. Обладающий рекордными параметрами пучка электронный ускоритель непрерывного действия CEBAF, построенный в лаборатории им. Джефферсона, США (Jefferson Lab), в сочетании с детектором большого акцептанса CLAS предоставляет уникальные возможности для изучения полной совокупности эксклюзивных каналов. Полученные на детекторе CLAS данные составляют свыше 70% мировых данных по процессам электророждения мезонов на нуклонах и ядрах. Анализ этих данных впервые обеспечивает возможность получить информацию о непертурбативных механизмах сильного взаимодействия и его эволюции в области расстояний, отвечающих переходу между адронизацией кварков и взаимодействием фотонов с партонами [1].

В результате совместной работы сотрудников лаборатории Hall B Jefferson Lab, НИИЯФ МГУ и физического факультета МГУ была создана и успешно функционирует база данных (БД) экспериментов коллаборации CLAS. В БД накоплена обширная экспериментальная информация по различным каналам фото- и электророждения мезонов на протоне и ядрах, полученная на детекторе CLAS. В настоящее время БД содержит измеренные наблюдаемые величины всех экспериментов, выполненных коллаборацией CLAS. БД включает совокупность интегральных и дифференци-

альных сечений, поляризационных асимметрий и всех других наблюдаемых, извлечение которых является модельно независимым. Накопленные наблюдаемые не зависят от характеристик детектора и могут быть воспроизведены и проверены в независимых экспериментах.

Разработан дружественный пользовательский интерфейс для поиска и извлечения экспериментальной информации, включающий средства графического отображения данных, являющихся функцией как одной, так и двух переменных. БД обладает возможностью для модельно независимого извлечения эксклюзивных структурных функций из совместного анализа данных по сечениям эксклюзивных каналов в реакциях с неполяризованными пучками и данных по поляризационной асимметрии пучка. Развита интерполяция наблюдаемых величин, позволяющая оценить наблюдаемые в заданной кинематической точке внутри области перекрытой измерениями.

В процессе обучения студентов на кафедре общей ядерной физики база данных экспериментов коллаборации CLAS может быть использована в двух направлениях – при изучении информационных технологий и их применения в современных физических исследованиях, а также в курсах по физике элементарных частиц.

При изучении информационных технологий на примере действующей БД рассматривается задача проектирования структуры таблиц реляционной базы данных для хранения результатов экспериментов, с учетом разнообразия экспериментальных работ и широкого диапазона величин и параметров, полученных в них. Важной особенностью этой задачи является демонстрация студентам необходимости использования современных информационных технологий, и, в частности, реляционных баз данных, в физике высоких энергий не только на этапе автоматизации эксперимента и обработки результатов экспериментов, но также и при накоплении и хранении данных, а также при совместном анализе конечных результатов многих экспериментов.

В спецкурсах кафедры по физике элементарных частиц работа студентов с БД через пользовательский интерфейс позволяет увидеть весь спектр экспериментов коллаборации CLAS и понять взаимосвязь результатов различных экспериментов. Встроенные в БД инструменты анализа данных демонстрируют возможность получения новой информации о структуре протона, с использованием уже полученных результатов, без проведения новых экспериментов.

Литература

1. V.D.Burkert // Int. J. Mod. Phys., A20, 1531-1542 (2005).

МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ПРЕПОДАВАНИЯ КУРСА «РАДИАЦИОННАЯ ЭКОЛОГИЯ» НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ

Профессор *Василенко О.И.*

В настоящее время в стране растёт интерес к ядерной проблематике. Это вызвано в первую очередь потребностями развития энергетики, которое невозможно без интенсивного строительства новых и модернизации старых атомных станций. Принято решение вводить в строй на АЭС по два новых энергоблока в год. Продолжаются работы по уничтожению ядерного оружия, утилизации списанных атомных подводных лодок, развитию мощностей по переработке отработанного ядерного топлива. Расширяется использование радиоизотопов в промышленности и медицине. Среди возникающих при этом проблем в России, где ещё свежи воспоминания о Чернобыльской аварии, первостепенное внимание должно уделяться вопросам ядерной безопасности, радиоэкологии и радиационной защиты.

В стране должна проводиться подготовка специалистов-радиоэкологов. Также очень важно, чтобы студенты, специализирующиеся по таким направлениям, как медицина, биология, физика, имели представление об основах радиоэкологии. Студенты физического факультета МГУ имеют несколько возможностей получения знаний в этой области.

Одна из них связана с задачей «Радиация», которую делают практически все студенты факультета в 5 семестре в Общем ядерном практикуме рамках курса «Физика ядра и частиц». Студенты знакомятся с пособием «Радиация» (Василенко О.И. и др., М, МГУ, 1996, 81 с.), содержащим сведения о видах радиации, источниках, взаимодействии с веществом, действии на человека, дозах, различных справочный материал, а также формулы, необходимые для расчётов и примеры решения типовых задач в области радиоэкологии и радиационной защиты. Задача выполняется полностью на ЭВМ, которая выдаёт студенту индивидуальное задание и оценивает правильность решения.

Большие возможности предоставляет спецкурс «Радиационная экология», читаемый в 10 семестре на кафедре Общей ядерной физики. В курсе рассматриваются виды радиоактивности, взаимодействие излучений с веществом, естественные и техногенные источники радиации, ядерная индустрия, испытания ядерного оружия и проблемы его уничтожения, аварии, дозы, действие радиации на биологические объекты, влияние на экосистемы, лучевая болезнь, малые дозы, использование радионуклидов, меры защиты и т.п. По материалам курса имеется учебник: О.И. Василенко «Радиационная экология» (М.: Медицина, 2004 – 216 с.).

При чтении курса приняты во внимание особенности подготовки студентов кафедры, которые специализируются в области ядерной физики.

Вначале напоминаются довольно хорошо знакомые сведения о радиоактивных излучениях (закон радиоактивного распада; активность и единицы ее измерения, типы радиоактивных распадов; α -радиоактивность; β -радиоактивность; γ -радиоактивность; нейтронная радиоактивность, цепочки радиоактивных превращений). Внимание студентов обращается на важные для дальнейшего вопросы, с которыми они недостаточно знакомы, такие, например, как единицы измерения активности.

Далее излагаются также частично известные сведения о взаимодействии радиоактивных излучений с веществом (ионизационные потери энергии α -частицами; потери энергии электронами; взаимодействие γ -излучения с веществом; взаимодействие нейтронов с веществом). Особое внимание здесь уделено единицам измерения доз и в частности понятию о коэффициенте качества излучения.

Новый материал начинается с характеристики источников облучения. При описании естественных источников излучения (космическое излучение; космогенные радионуклиды; радионуклиды земного происхождения) особое внимание уделяется величинам создаваемых ими доз и различным факторам, влияющим на характер облучения.

Изложение материала, касающегося облучения в окружающей среде от источников излучения, созданных деятельностью человека (общая характеристика продуктов ядерного деления; аварии на военных ядерных установках; применение ядерных реакторов; атомная энергетика в мире; атомная энергетика в России; атомный флот; хранение облученного ядерного топлива; энергетическая ситуация в России; использование ядерных реакторов в промышленных энерготехнологиях; радиационные выбросы ТЭС; аварии на АЭС; дополнительные источники облучения в окружающей среде), спектр обсуждаемых вопросов значительно расширяется, поскольку здесь они включают также разнообразные экономические, промышленные, политические, военные и т.п. аспекты.

Второй раздел курса посвящён биологическому действию радиации. Для студентов-физиков он более сложен, поскольку содержит малознакомые сведения из химии, биологии и медицины. Изложение начинается с рассмотрения первичных процессов и вызываемых ими биологических эффектов. Далее следуют вопросы действия радиации на растения, живые организмы и на их популяции. Медицинская специфика наиболее проявляется при описании лучевой болезни человека. А такие вопросы как нормы радиационной безопасности, меры защиты включают в себя целый комплекс аспектов (социальных, юридических, экономических и др.).

Материалы спецкурса с интересом воспринимаются студентами. Они позволяют им осознать, что ядерная физика является не абстрактной замкнутой наукой, а одним из действенных факторов жизни общества.

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРИ ИЗУЧЕНИИ ЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИИ В СРЕДНЕЙ ШКОЛЕ

Доцент *Рыжиков С.Б.*

В настоящее время существует заметный разрыв между уровнем знаний по физике у поступающих на физический факультет МГУ школьников и уровнем знаний, необходимым для обучения курсу Общей физики на физическом факультете.

Во многом потеря интереса у школьников к физике вызвана отрывом материала учебника от окружающего нас мира, который физика, как следует из ее названия, призвана изучать. Недостаток математического аппарата у школьников не позволяет разбирать вопросы, выходящие за рамки простейших задач, а недостаток оборудования не позволяет ставить интересные экспериментальные задачи.

Поэтому физика зачастую предстает в сознании школьника как скучная наука, существующая в виде набора не очень понятных формул, нужная лишь для того, чтобы сдать выпускные и вступительные экзамены.

Одним из возможных путей повышения интереса у детей к физике является проведение с ними исследовательских работ. При этом наилучшим вариантом исследования видится возможность расчета физической модели с последующей экспериментальной проверкой.

Примером темы исследовательских работ школьников может служить изучение явления дифракции. Дифракция упоминается в школьной физике, как в разделе «механика», так и в разделе «оптика». При этом в разделе «оптика» понимание дифракции является ключевым моментом при изучении волновых свойств света. Однако из-за слабости математического аппарата в школьных учебниках дифракция рассматривается только на единственном объекте – бесконечной дифракционной решетке, и то в урезанном виде – определяются только основные максимумы дифракционной картины. Вместе с тем, применение компьютера позволяет рассчитывать дифракционные картинки для практически любых объектов без применения тяжеловесных формул.

Для составления компьютерного алгоритма программы необходимо знать только принцип Гюйгенса-Френеля. Идея расчета дифракционной картины очень проста. Фронт дошедшей до препятствия волны рассматривается как набор множества вторичных источников. Интенсивность света в каждой точке экрана является результатом интерференции дошедших лучей. Приемлемая точность получается при рассмотрении 100 лучей, но не возникает проблем рассчитать 1000 и более лучей. Современные компьютеры позволяют рассчитать дифракционную картинку за долю секунды.

Написание подобных программ не занимает много времени, но вызывает большее доверие к формулам в учебнике и заметно повышает интерес школьников к изучаемой теме. Использование компьютерной модели особенно полезно, когда программу пишут сами школьники, хотя бы один ученик в классе, который может показать ее в виде доклада на уроке. Внешний вид и удобство интерфейса зависит от художественно-эстетических способностей школьника и его умения программировать.

Существенно, что полученные расчеты можно проверить экспериментально, причем для этого не нужно специального оборудования. С помощью лазерной указки и штангенциркуля можно наблюдать четкую дифракцию на щели, а лазерный диск представляет собой прекрасную отражающую дифракционную решетку. Существуют и другие простые объекты для наблюдения дифракции.

Подобные исследования проводились учениками 9-10 классов в рамках работы Вечерней физической школы при физическом факультете МГУ. Одна из работ была удостоена специального диплома на конференции школьных исследовательских работ «Авангард» в 2006 году.

Использование компьютерного моделирования дифракции с параллельной постановкой экспериментов может быть рекомендовано в профильных физико-математических классах при условии знания школьниками любого языка программирования.

Подсекция:
НАУКИ О ЗЕМЛЕ

Сопредседатели
профессор В.И.Трухин, профессор В.Е.Куницын,
профессор К.В.Показеев

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОПЕРИОДНЫХ ВАРИАЦИЙ ВЫСОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЗОНА В ТРОПИКАХ И СВЯЗЬ С ЭЛЕМЕНТАМИ ГЛОБАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

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

В последнее время большую актуальность приобрели проблемы изменения климата на планете, которые определяются как вариациями и трендами парниковых газов, так и изменениями динамики атмосферы. Озон, являясь естественным трассером динамических процессов в стратосфере, в то же время обладает мощным радиационным потенциалом в этой области и сам влияет на стратосферную динамику. В этой связи, важное значение приобретают задачи, связанные с изменением озона и обнаружением причинно-следственных связей между вариациями озона и динамикой.

Проводимые ранее на кафедре физики атмосферы работы по обнаружению и исследованию связей озона с элементами общей циркуляции, метеорологическими явлениями и солнечной активностью [1,2,3] показали необходимость исследования вертикальных особенностей распределения озона.

В настоящей работе впервые анализируются долговременные особенности изменчивости трехмерных полей озона за 25-летний период с 1979-2003 г. в тропической области (30 с.ш. – 30 ю.ш.) на базе спутниковых измерений SBUV-8 последней версии, в которой алгоритм оценки концентрации озона был дополнен и улучшен. В спутниковой базе SBUV данные о вертикальном распределении озона представлены в виде ежедневных файлов, в которых фиксируется время, координаты, концентрация озона на 15 высотных уровнях (от 50 мбар до 0.5 мбар). Для использования данных SBUV в анализе долговременных вариаций озона была проведена предварительная обработка исходных рядов для адаптации данных к регулярной сетке и расчета среднемесячных величин. В результате проведенного усреднения исходных данных SBUV по пространству и времени впервые были получены трехмерные адаптированные поля среднемесячных значений концентрации озона (в нбар) на регулярной сетке с разрешением 4° по широте и 40° по долготе для 15 высотных уровней. В полученной адаптированной базе данных с помощью стандартных методик были удалены сезонный ход и тренд за исследуемый период. В тропическом регионе пространственная и временная изменчивость озона менее выражена, что позволяет выделять эффекты солнечной активности и крупномасштабных особенностей общей циркуляции, таких как, например, квазидвухлет-

няя цикличность (КДЦ). Следует также отметить, что нижняя граница исследуемой высотной области близка к нижней границы стратосферы в тропиках и полученная адаптированная база данных охватывает практически всю активно изменяющуюся область озона над тропиками.

В качестве методики исследования использован метод естественных ортогональных функций (ЕОФ), основанный на разложении исходных пространственно-временных полей по ортогональным базисным векторам, которые не задаются заранее, а определяются из самих исходных полей. В результате разложения мы получаем векторы, описывающие пространственное распределение особенностей, присущих изучаемым полям, и соответствующие коэффициенты разложения, характеризующие временную эволюцию процесса по всему исследуемому полю. Моды ЕОФ анализа располагаются в порядке уменьшения их вклада в дисперсию исходного поля. Таким образом, первые ЕОФ моды описывают максимальную изменчивость исходного пространственно-временного поля. Последующий анализ позволяет сопоставить последовательные моды ЕОФ разложения определенным физическим механизмам, управляющими изменчивостью полей озона.

На основе адаптированной базы данных с помощью ЕОФ анализа были получены характерные пространственные и временные характеристики долгопериодно-широтного распределения концентрации озона для 5 высотных уровней (50, 30, 10, 1, 0.5 мбар). Анализ показал, тесную связь вариаций озона с 11-ти летним Солнечным циклом, квазидвухлетним циклом и колебаниями с периодом 20.4 месяца, представляющих собой интерференционное воздействие КДЦ и годового циклов. Прежде всего, следует отметить, что вклады этих явлений в изменчивость озона зависят от высоты. Первая мода вариаций концентрации озона для всех 5 исследуемых высотных уровней связана с 11-ти летним Солнечным циклом. Но на уровнях 0,5 и 1 мбар первая мода описывает более 75% изменчивости озона, тогда как для высоты 50 мбар - лишь 37%. Вторая мода изменчивости озона связана с КДЦ и четко проявляется лишь до уровня 10 мбар. Вторая мода объясняет 20-24% изменчивости концентрации озона на высотных уровнях 10-50 мбар. Влияние интерференционного воздействия КДЦ и годового циклов также проявляется на высотах 10-50 мбар и описывает 10-17% изменчивости озона.

В работе также проводится ЕОФ анализ среднезональных профилей парциального давления озона. Первая ЕОФ мода высотно-широтного распределения озона описывает 29% изменчивости и связана с 11-ти летним Солнечным циклом. В пространственной структуре четко выделяется граница высотного раздела фотохимической и динамической областей озона.

Вторая мода связана с КДЦ и описывает 25% изменчивости озона. В пространственной структуре выделяются экваториальная и субтропическая области, где КДЦ колебания озона происходят в противофазе. Третья мода связана с интерференционным воздействием годового и КДЦ циклов (15% изменчивости), изменения озона в южном и северном полушариях происходят в противофазе.

В развитие результатов работы [1], в которой исследовались особенности долговременных вариаций общего содержания озона (ОСО) в тропиках, в пространственных структурах ЕОФ мод была обнаружена и выделена высотная зависимость границы смены фазы КДЦ и 20.4 месячных вариаций озона: в зависимости от высоты границы смены фазы смещается по широте.

Был обнаружен, как и при анализе долготно-широтных полей ОСО [1], временной сдвиг КДЦ сигнала в озоне по сравнению с индексом КДЦ ветра. Для изучения механизма опережения был проведен детальный анализ вертикальных профилей парциального давления озона на экваторе в течение одного КДЦ цикла в высотном слое 20-32 км. Взаимно корреляционный анализ профилей озона и зонального ветра обнаружил линейную зависимость временного сдвига от высоты. Так на уровне 32 км колебания озона отстают от колебаний зонального ветра на 6-7 месяцев, на высоте 26 км временного сдвига не наблюдается, а на 20 км вариации озона опережают ветер на 4 месяца. Предложена эмпирическая формула зависимости между изменениями вертикального градиента содержания озона и вертикальной компонентой ветра.

Литература

1. Крамарова Н.А., Кузнецов Г.И.: Исследование связи долговременных вариаций общего содержания озона и УФ-облученности с общей циркуляцией в тропической области// Вестник Московского Университета, серия «Физика и Астрономия», вып. », № 3, 2006.
2. Кузнецов Г.И. Исследование связи атмосферного озона с некоторыми гео- и гелиофизическими факторами, Труды VI Всес. симп., Атмосферный озон. 1987. Ленинград. Гидрометеиздат. стр. 209-217.
3. Зумана Бамба, Нгуен-Ван Тханг, Кузнецов Г.И., О режиме квазидвухлетней цикличности в содержании атмосферного озона, депонент ВИНТИ, № 589-B88, 1988.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГИДРОСТАТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ НА ОСТАТОЧНУЮ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД

Профессор *Трухин В.И.*, аспирантка *Безаева Н.С.*,
профессор *P. Rochette* (CEREGE, Aix-Marseille 3, Франция),
научн. сотр. *J. Gattaccesa* (CEREGE, Aix-Marseille 3, Франция)

Как известно, магнитные свойства горных пород изменяются под действием (квази)гидростатических давлений, зависящих от глубины их залегания. Поэтому для правильной интерпретации естественной остаточной намагниченности древних горных пород необходимо проведение лабораторных исследований по воздействию гидростатических давлений на остаточную намагниченность горных пород.

Нами были проведены измерения изотермической остаточной намагниченности (IRM) насыщения горных пород в условиях гидростатического давления (до 1.3 ГПа).

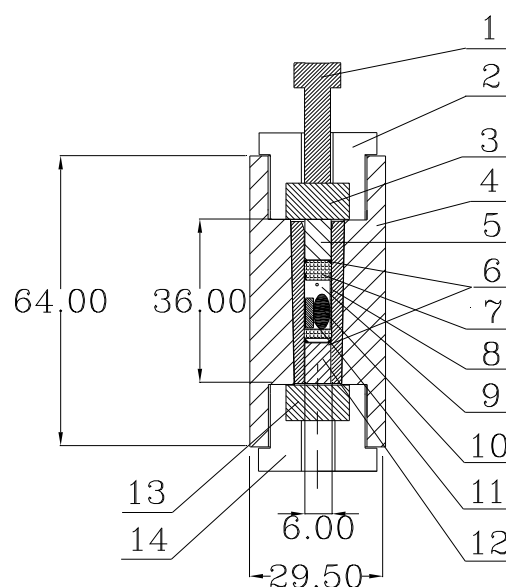
В экспериментах использовалась новая немагнитная композитная камера высокого фиксированного гидростатического давления типа поршень-цилиндр, изготовленная из титанового и никель-хром-алюминиевого сплавов в Институте Физики Высоких Давлений (ИФВД) РАН (г. Троицк, Московская область) по специальному заказу физического факультета МГУ.

Камера давления представлена на рис.1. Остаточный магнитный момент камеры составляет $3 \times 10^{-8} \text{ Ам}^2$, что на 2-3 порядка меньше остаточного магнитного момента насыщения изучаемых образцов. Поэтому магнитным моментом камеры давления можно пренебречь, и камера давления названа «немагнитной».

Все эксперименты были проведены в Европейском Центре Образования и Исследований в области Геонаук об Окружающей среде (CEREGE, Франция). Для измерения магнитного момента использовался SQUID магнитометр 2G Enterprises DC. В качестве среды, передающей гидростатическое давление, использовалась полиэтилсилаксановая жидкость (ПЭС-1).

Измерения проводились по следующей схеме. Намагниченный до насыщения образец горной породы помещался в камеру давления (в тефлоновую ампулу с передающей гидростатическое давление средой), камера давления с образцом помещалась в пресс, и в прессе создавалось давление p_1 . Давление фиксировалось внутри камеры с помощью фиксирующих винтов 2, 14 (см. рис.1). Затем камера с образцом помещалась в SQUID магнитометр, и измерялся остаточный магнитный момент образца в условиях гидростатического давления p_1 при комнатной температуре. Далее создавалось давление $p_2 > p_1$, и снова измерялся остаточный магнитный момент образца под давлением. Максимальное давление составило 1.3 ГПа.

Рис.1. Схема камеры давления. 1 - толкатель, 2 - верхний фиксирующий винт, 3 - опора, 4 - корпус камеры, 5 - внутренний поршень, 6 - антиэкструзионные кольца, 7 - тефлоновая пробка, 8 - тефлоновая ювета, 9 - передающая гидростатическое давление среда, 10 - образец, 11 - фиксирующая тефлоновая спираль, 12 - внутренний поршень, 13 - опора, 14 - нижний фиксирующий винт. Размеры камеры указаны в мм



Камера давления откалибрована при использовании манганинового датчика сопротивления. Потери усилия пресса на трение составили около 10%.

Измерения были проведены на образцах континентальных горных пород Франции: образце кварцитового микродиорита (с остаточной коэрцитивной силой $B_{cr}=19,1$ мТл), образце щелочного базальта ($B_{cr}=14,3$ мТл) и образце риолитовой пирокластической горной породы ($B_{cr}=406$ мТл). Основными носителями магнетизма в вышеуказанных образцах являлись магнетит, титаномагнетит и гематит, соответственно.

На рис.2 представлены зависимости от давления приведённой остаточной намагниченности изучаемых образцов.

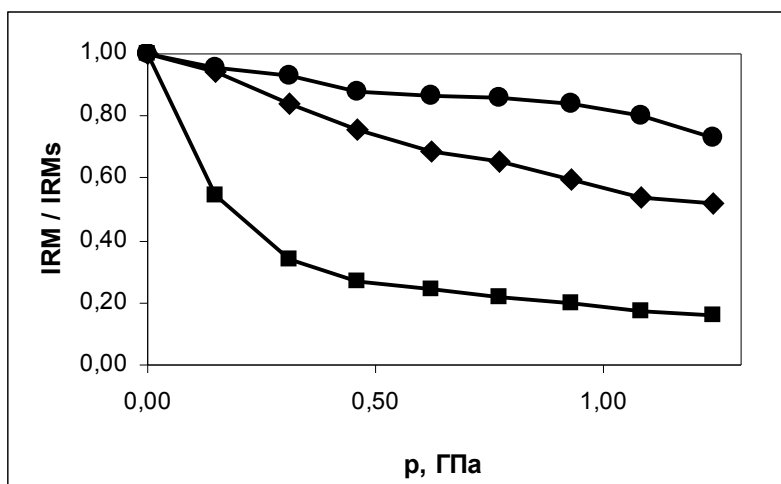


Рис.2. Зависимости приведённой остаточной намагниченности $IRM/IRMs$ от приложенного давления p . Кривая 1 соответствует образцу кварцитового микродиорита (магнетит), кривая 2 соответствует образцу щелочного базальта (титаномагнетит), кривая 3 соответствует образцу риолитовой пирокластической горной породы (гематит). $IRMs$ – изотермическая остаточная намагниченность насыщения

Как следует из рисунка 2, остаточная намагниченность образцов уменьшается с увеличением приложенного давления. Но следует отметить, что устойчивость остаточной намагниченности к воздействию гидростатических давлений не является прямой функцией магнитной жёсткости образцов (B_{cr}). Например, образец микродиорита характеризуется большей по отношению к образцу базальта величиной B_{cr} , но, тем не менее, при давлении $p=1.3$ ГПа он теряет более 80% от первоначальной намагниченности, что более чем на 30% превышает соответствующую долю размагничивания давлением для образца базальта. Это позволяет выдвинуть предположение о том, что при размагничивании давлением наряду с магнитной жёсткостью ключевую роль играет минералогия образцов.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 05-05-65053)

ПОЛЕ ВЕТРА НАД ГОРОДОМ: ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЙ И СТАТИСТИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Ст.науч.сотр. *Юшков В.П.*

Для исследования поля ветра в воздушном бассейне городов до высот в несколько сотен метров удобным методом является акустическая локация [1]. Потребность в реальной картине поля ветра обусловлена необходимостью расчета техногенного загрязнения городов, ветровых нагрузок и теплового баланса высотных зданий.

На физическом факультете МГУ совместно с ИФА РАН им. А.М. Обухова, под руководством проф. М.А. Каллистратовой, ведутся непрерывные измерения вертикальных профилей скорости и направления ветра в атмосферном пограничном слое (АПС). Одновременно измерения проводятся и в центре города, в ИФА РАН [2]. В обоих пунктах измерения ведутся с помощью, разработанных в ИФА РАН доплеровских содаров ЛАТАН-3 [3], по единой программе и обрабатываются по единой методике, что позволяет измерять и разницу в поле ветра между центром города и периферией.

Исследовательский содар ЛАТАН-3 имеет открытую архитектуру, поэтому его можно использовать как для научных наблюдений, так и для учебных задач практикума по физике атмосферы [4], а также проводить исследования влияния городского шума на акустические измерения, изучать эффективность разных частот зондирования, испытывать разные алгоритмы отбраковки сигналов и т. п.

Измерения проводятся в непрерывном круглосуточном режиме, начиная с весны 2005 г. В данной работе обработаны и проанализированы результаты наблюдений для всех четырех сезонов года с октября 2005 по октябрь 2006 г. Цикл единичного измерения профиля вектора скорости ветра составляет 15 сек. Возможные пропуски данных компенсируются усреднением единичных наблюдений за более длительный интервал времени. В данной работе для получения надежной статистики проводилось усреднение измерений за один час. Затем полученные данные усреднялись помесячно и по сезону, как в целом, так и для каждого часового срока наблюдений – для получения среднего суточного хода. Кроме того данные усреднялись и для двух интервалов времени: с 2-х до 5-ти часов поясного декретного времени (данный интервал ниже обозначается как «ночь») и с 14 до 17 часов (ниже обозначаемый как «день»).

Всего за год проведено более 2 млн. измерений в каждом из двух пунктов зондирования. Большой объем исходных данных позволяет говорить о надежности не только оценки среднего и дисперсии скорости и розы ветров на разных высотах, но и всех других распределений, в том числе о надежной оценке вероятности сильных и слабых ветров, среднего суточного хода.

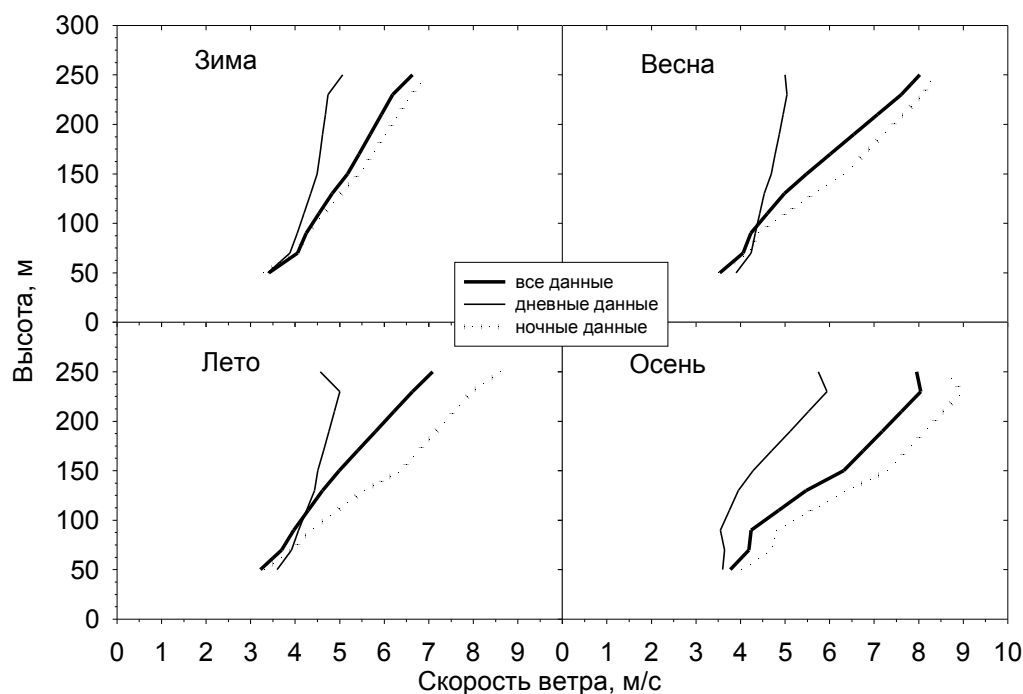


Рис.1. Профили модуля скорости ветра над Москвой по измерениям в МГУ для всех сезонов в измерениях с сентября 2005 по сентябрь 2006 г. Также приведены профили ночных (с 2 до 5 часов поясного декретного времени) и дневных (с 14 до 17 часов) измерений. Данные наблюдений на уровне 110 м и в слое 190 – 210 м интерполированы с выше и ниже лежащего слоя, из-за влияния эхо-помех от Главного здания МГУ

Анализ результатов годовых непрерывных измерений показал, что поле ветра над Москвой определяется взаимодействием двух основных факторов: нерегулярной синоптической изменчивостью, вызванной прохождением циклонических и антициклонических вихрей и связанных с ними фронтов и двумя основными регулярными колебаниями термического состояния АПС: годовым и суточным ходом. Суточный ход устойчивости АПС четко проявляется в профилях скорости ветра (рис.1) при сравнении дневных и ночных наблюдений большим наклоном профиля при устойчивой (ночной) стратификации. Особенно ярко эта разница заметна в летний период и наименее значительна осенью, когда в течении суток из-за сплошной облачности условия термической стратификации в АПС близки к нейтральным. Другими словами, можно говорить о том, что суточная изменчивость вертикального градиента скорости ветра имеет годовой ход из-за изменения инсоляции и радиационного баланса.

Как видно на рис. 1. наименьшая суточная изменчивость наблюдается в МГУ на нижнем уровне – 50 м, в то время как в центре города, в ИФА уровень наименьшей изменчивости соответствует высоте 150 м. Вероятной причиной такого различия является приподнятость Воробьевых гор (около 70 м относительно центра города) и точки наблюдения (уровень крыши поднят над поверхностью еще на 40 м). Явные отличия поля ветра в центре города и на Воробьевых горах были выявлены и в предыдущих работах [5,6]. Наклон профиля ветра на высоте минимальной изменчивости характеризует стратификацию нижней части АПС и определяет «вентиляцию» воздушного бассейна города.

Средняя скорость ветра по измерениям в центре Москвы на уровне наименьшей суточной изменчивости – 150 м составляет 4.4 м/с. Среднеквадратичное отклонение годового распределения скоростей на этом уровне составляет 2 м/с. Вероятность сильных ветров (>8 м/с на уровне 150 м) и слабых ветров (<2 м/с на уровне 150 м) в среднем за год составляет 22% и 28% общего срока наблюдений.

В ночных условиях над городом формируется инверсионный слой повышенной толщины с меньшим вертикальным градиентом температуры, чем в загородной местности [6,2], что связано как с антропогенным подогревом поверхности, так и с повышенной шероховатостью и динамическим перемешиванием воздушных слоев. Средний за год вертикальный сдвиг ветра на уровне 150 м составляет в ночных условиях 2.8 м/с на 100 м, а в дневных – 1.5. Днем в условиях конвекции вертикальный сдвиг ветра увеличивается в нижних слоях достигая в среднем 4 м/с на 100 м летом на уровне 50 м и в тоже время уменьшается в верхних слоях до 1.5 м/с на уровне 150 м.

Поворот ветра с высотой внутри одной воздушной массы в основном происходит в нижней части АПС, где еще велико влияние окружающих

зданий. Это влияние снижает точность оценки поворота ветра даже при слабых паразитных отражениях. Кроме того этот поворот на низких высотах зависит от движения воздушных потоков в уличных каньонах и от городской орографии. Выше 100 метров средний поворот направления ветра составляет около 5° на 100 м, что совпадает с оценкой по контактными измерениями на метеорологической мачте в Обнинске [7]. На рис.2 приведено распределение направлений по измерениям в МГУ во все сезоны года – роза ветров. Хорошо заметно, что с высотой поворот направления происходит по часовой стрелке и более выделен в зимний сезон, что естественно связать с циклонической активностью (в циклонах ветер у поверхности повернут влево). Однако дисперсия распределения поворотов скорости ветра на всех высотах превосходит среднюю оценку, что говорит о важности разделения внутримассовых и фронтальных поворотов ветра.

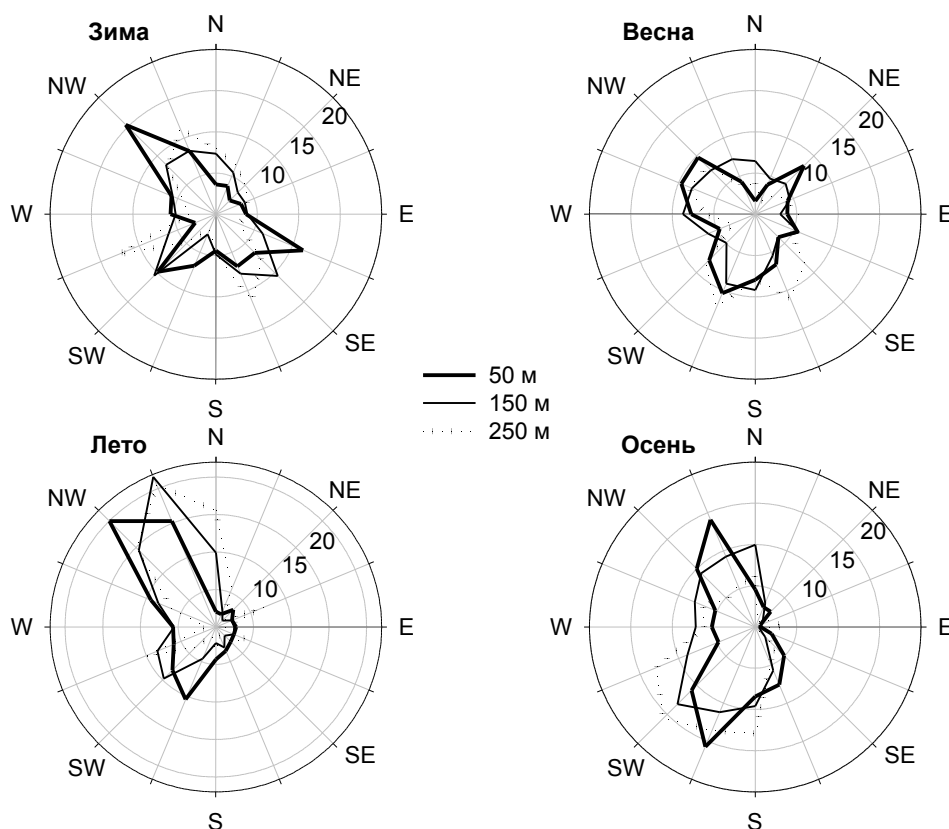


Рис.2. Роза ветров – распределение направлений горизонтальной компоненты ветра, по измерениям в МГУ. Радиальная шкала в процентах от общего числа наблюдений за сезон. Число интервалов направлений – 16. Данные приведены для трех уровней: 50, 150 и 250 м. и четырех сезонов. Виден поворот скорости ветра с высотой

Измерения поля ветра акустическим методом имеют и серьезные ограничения при их применении в городской среде. Кроме шумового «загрязнения» среды (которое не велико, но в ночное время становится раздра-

жающим фактором) на сами измерения влияет городской шум автотранспорта и отражения звука от высоких зданий, связанные с дифракцией на краях защитных экранов антенн [2]. На результаты статистического обобщения эти помехи также могут оказывать значимое воздействие. Во-первых, отраженный от зданий сигнал имеет нулевой доплеровский сдвиг и даже небольшое искажение вектора скорости ($0.1 - 0.2$ м/с) при статистическом обобщении становится систематической ошибкой. При измерении же распределения направлений ветра, как и при векторном суммировании скоростей, эта ошибка приводит к изменениям статистики, поскольку шумовая помеха обычно наблюдается в одной из двух наклонных антенн и роза ветров становится вытянутой вдоль другого – перпендикулярного – направления. Такое искажение возможно присутствует на нижнем уровне 50 м в измерениях в центре города, хотя также возможен и эффект искажения поля ветра высокими зданиями.

Максимально достижимую высоту зондирования значительно снижает городской шум автотранспорта. На рис.3 приведено сравнение обеспеченности измерений на разных высотах в МГУ, где велико влияние шума от Ломоносовского проспекта и проспекта Вернадского и измерений в центре Москвы, где само здание ИФА РАН и соседствующая застройка защищают измерения от шума автотранспорта. На этом же рисунке приведен также средний недельный ход обеспеченности наблюдений весной и осенью, которые показывают определяющую роль автотранспортных акустических помех.

Еще одной помехой является неравномерность спектра городского шума, когда случайный спектральный пик принимается за сигнал: совокупность таких ложных сигналов при длительном усреднении приводит к искажению не среднего значения скорости, а дисперсии скорости и снижает, таким образом, высоту достоверного измерения дисперсии скорости ветра. Другое свойство увеличения относительного уровня помех с высотой и их влияния на точность измерений состоит в том, что успешное сопоставление дистанционных измерений с контактными методами на низких высотах (60-100 метров) не гарантирует отсутствия ошибок статистического обобщения в том диапазоне высот, где обеспеченность измерений падает.

Естественная изменчивость поля ветра на больших высотах, характеризующаяся в дневных условиях значениями среднего квадратичного отклонения более 1 м/с ограничивает и точность сопоставления шаропилотных измерений скорости ветра (мгновенные значения) и содарных измерений среднего ветра за длительный интервал времени (10-60 минут). Результаты же длительного обобщения поля ветра на предельных для содара высотах могут содержать систематические ошибки связанные с тем, что «выпадают» обычно измерения при слабом сдвиге ветра и слабом сигнале рассея-

ния в условия близкой к нейтральной стратификации, а остаются только случаи сильного рассеянного сигнала часто связанного с сильным ветровым сдвигом при устойчивой стратификации ночью или сильной термической конвекцией и более сильным потоком импульса днем. Соответствующие примеры приведены в докладе.

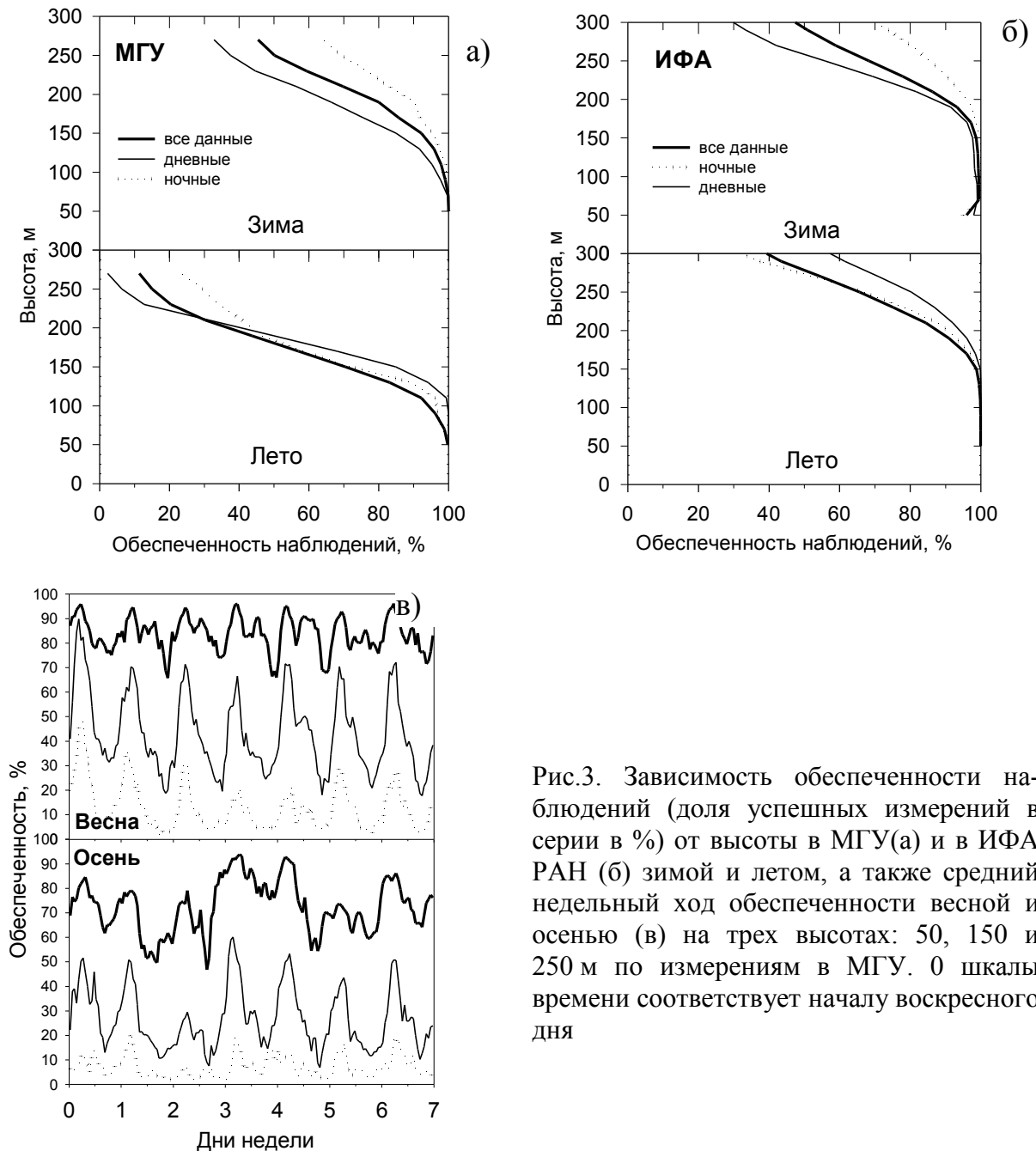


Рис.3. Зависимость обеспеченности наблюдений (доля успешных измерений в серии в %) от высоты в МГУ(а) и в ИФА РАН (б) зимой и летом, а также средний недельный ход обеспеченности весной и осенью (в) на трех высотах: 50, 150 и 250 м по измерениям в МГУ. 0 шкалы времени соответствует началу воскресного дня

И все же, несмотря на указанные ограничения, непрерывные круглогодичные измерения скорости ветра, проводимые в ИФА РАН и МГУ являются единственным надежным источником данных о поле ветра в воздушном бассейне Москвы. Эти данные необходимы для прогноза атмо-

сферного загрязнения столицы и предупреждения об опасных ситуациях. Стандартных измерений скорости ветра на высоте 10 – 15 метров над уровнем поверхности, особенно в городской среде, явно недостаточно и содар, как прибор дистанционного зондирования, является удобным инструментом для задач городского метеорологического мониторинга.

Результаты наблюдений, проводимых с помощью содара ЛАТАН-3, доступны в режиме реального времени, что позволяет контролировать измерения и использовать эту информацию для краткосрочного прогноза (на 1-3 часа) поля ветра выше «уровня крыш», контролировать сильные вертикальные сдвиги ветра и прохождение фронтальных зон.

Автор признателен Институту физики атмосферы им. А.М. Обухова за предоставленную возможность использования содара ЛАТАН-3 для обучения студентов физического факультета, а также благодарит Р.Д. Кузнецова за помощь в наладке и модернизации содара, установленного в МГУ, и за представление первичных данных акустического зондирования в центре г. Москвы.

Работа выполняется при поддержке грантов РФФИ 05-05-64786 и 06-05-08086.

Литература

1. *Kallistratova M.A., Coulter R.L.* Application of sodars in the study and monitoring of the environment. // *Meteorology and Atmospheric Physics*, 2004, V. 85, P. 21-38.
2. *Юшков В. П., Каллистратова М. А., Кузнецов Р. Д., Курбатов Г.А., Крамар В. Ф.* Опыт использования доплеровского акустического локатора для измерения профиля скорости ветра в городских условиях // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*, 2007 №2.
3. *Кузнецов Р.Д.* Акустический локатор ЛАТАН-3 для исследований атмосферного пограничного слоя // *Оптика атмосферы и океана*, 2007 (в печати).
4. *Курбатов Г.А., Каллистратова М.А., Кузнецов Р.Д., Перепелкин В.Г., Юшков В.П.* Использование акустического локатора (содара) в физическом практикуме // *Труды XIII сессии Российского акустического общества*, 25-29 августа 2003 г., Москва, Т. 4, 2003, С. 182-185.
5. *M.S.Pekour, M.A.Kallistratova.* Sodar study of the boundary layer over Moscow for air pollution application // *Appl. Phys. B*, 1993, **57**, 49-55.
6. *Каллистратова М.А., Пекур М.С., Юшков В.П.* Различия между скоростью ветра в пограничном слое над городом и сельской местностью // *Вестник МГУ. Сер.3*, 2005, № 5, 55-59.
7. *Бызова Н.Л.* Типовые характеристики нижнего 300-метрового слоя атмосферы по измерениям на высотной мачте. М., Гидрометеиздат, 1982, 69 стр.

ОБ ОРОГРАФИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЯХ В СТРАТОСФЕРЕ.

Вед. науч. сотр. *Кожевников В.Н.*, вед. инженер *Журба Е.В.*,
науч. сотр. *Моисеенко К.Б.* (ИФА РАН)

Проблема исследовалась на основе решения гидродинамической задачи обтекания гор. При этом использовалась ранее разработанная нелинейная, стационарная, двумерная модель, в которой атмосфера полагалась состоящей из трех слоев с различными вертикальными градиентами температуры [1]. Нижний слой представлял тропосферу, средний – нижнюю стратосферу, верхний (неограниченный по высоте) – все верхние слои атмосферы. Предполагалось, что в натекающем потоке далеко перед горами скорость ветра U не зависит от высоты, а вертикальные градиенты температуры γ постоянны внутри каждого из слоев:

$$U = \text{const}, \quad \gamma = \text{const} \quad \text{при } x \rightarrow -\infty. \quad (1)$$

Данные предположения позволяли известным образом свести решение исходной системы нелинейных уравнений к решению уравнения Гельмгольца для возмущений функции тока в трех выделенных слоях:

$$(\nabla^2 + k^2)\psi' = 0, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda_c}, \quad \lambda_c = 2\pi \frac{U}{N}, \quad N^2 = g(\gamma_a - \gamma)/T_c, \quad (2)$$

где λ_c , N , T_c – характеристики натекающего потока (масштаб Лира, частота Брента-Вяйсяля и характерная температура соответственно), γ_a – сухоадиабатический градиент температуры. Решение (2) строилось при использовании стандартных граничных условий на поверхности земли, на двух поверхностях раздела и, кроме того, предполагалось, что натекающий поток невозмущен, а волновая энергия в верхнем слое может распространяться только вверх. Преимущество используемой модели по сравнению с обычно применяемыми состоит в том, что решение в ней строится как аналитическое и не используется гипотеза о малости возмущений, при этом учитывается вертикальная неограниченность и расслоенность атмосферы и, наконец, точно учитывается форма обтекаемого рельефа [1].

Было исследовано, как резко могут изменяться возмущения в верхних слоях атмосферы при вариациях высот поверхностей раздела. Интенсивность возмущений в верхних слоях вполне определенно характеризует количество волновой энергии, поступающей из тропосферы, и исследование этой проблемы представляет большой интерес. Часть из полученных результатов иллюстрируется двумя рисунками. На них показаны траектории обтекания одного и того же рельефа в вертикальной плоскости. Форма рельефа не отличается от формы нижней траектории.

Величины градиентов температуры и скорости в обоих примерах были одинаковыми, изменялась лишь высота второй поверхности раздела. Волновые возмущения в тропосфере в обоих примерах не различались, а вот в верхних слоях они были совершенно разными. Значит, при прочих равных условиях относительно небольшие изменения высоты поверхностей раздела могут существенно изменять интенсивность волновой энергии, поступающей снизу.

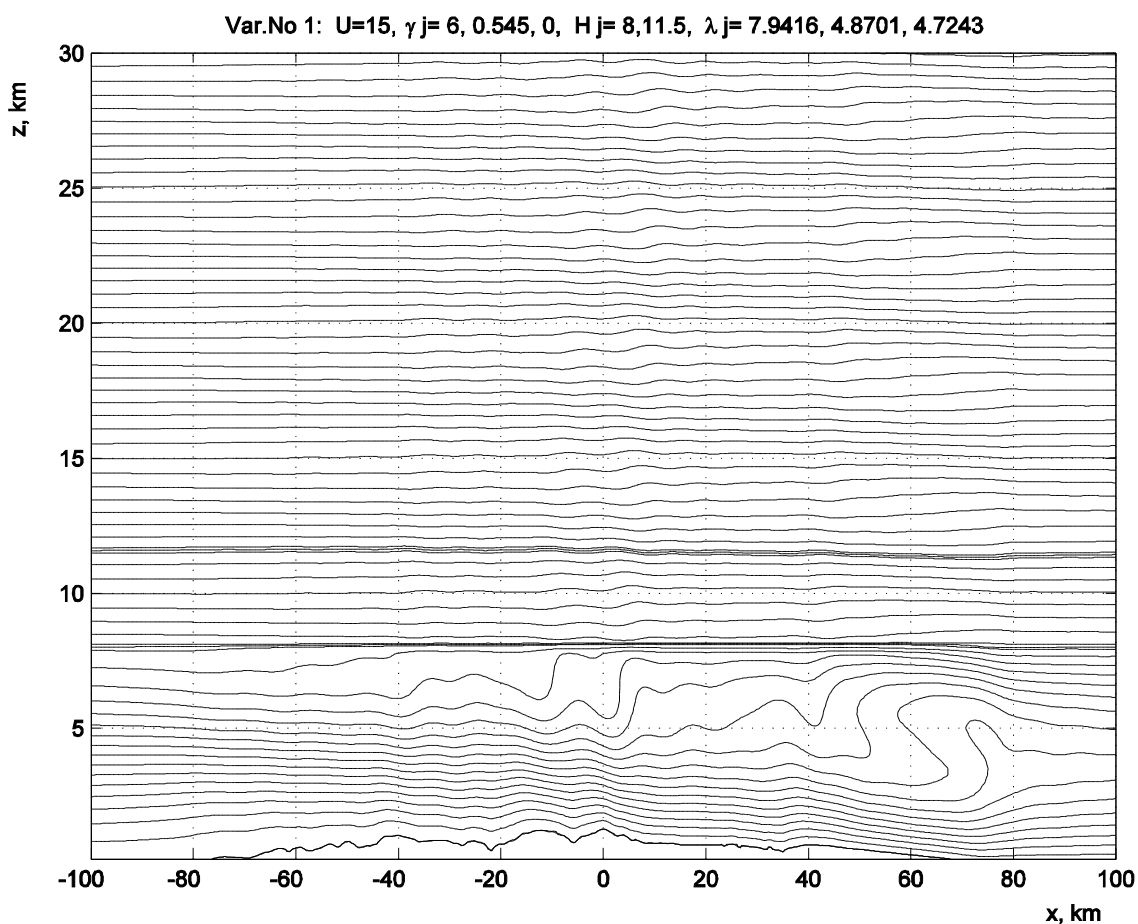


Рис.1. Траектории обтекания гор в районе Кисловодска - вариант 1. Поверхности раздела представлены тройными линиями. Натекающий поток направлен на право

Анализ показал, что интенсивность волновых возмущений зависела в первую очередь от квазирезонансных свойств конкретного слоя. Близость к такому состоянию определялась тем, насколько близко к целому числу приближается отношение толщины слоя к половине соответствующего масштаба Лира. На это свойство достаточно давно на качественном уровне было обращено внимание в работах [1-3]. Недавно это свойство было успешно исследовано в [4] для случая гидростатического приближения. В настоящей работе это свойство исследовано количественно с учетом роли коротких волн.

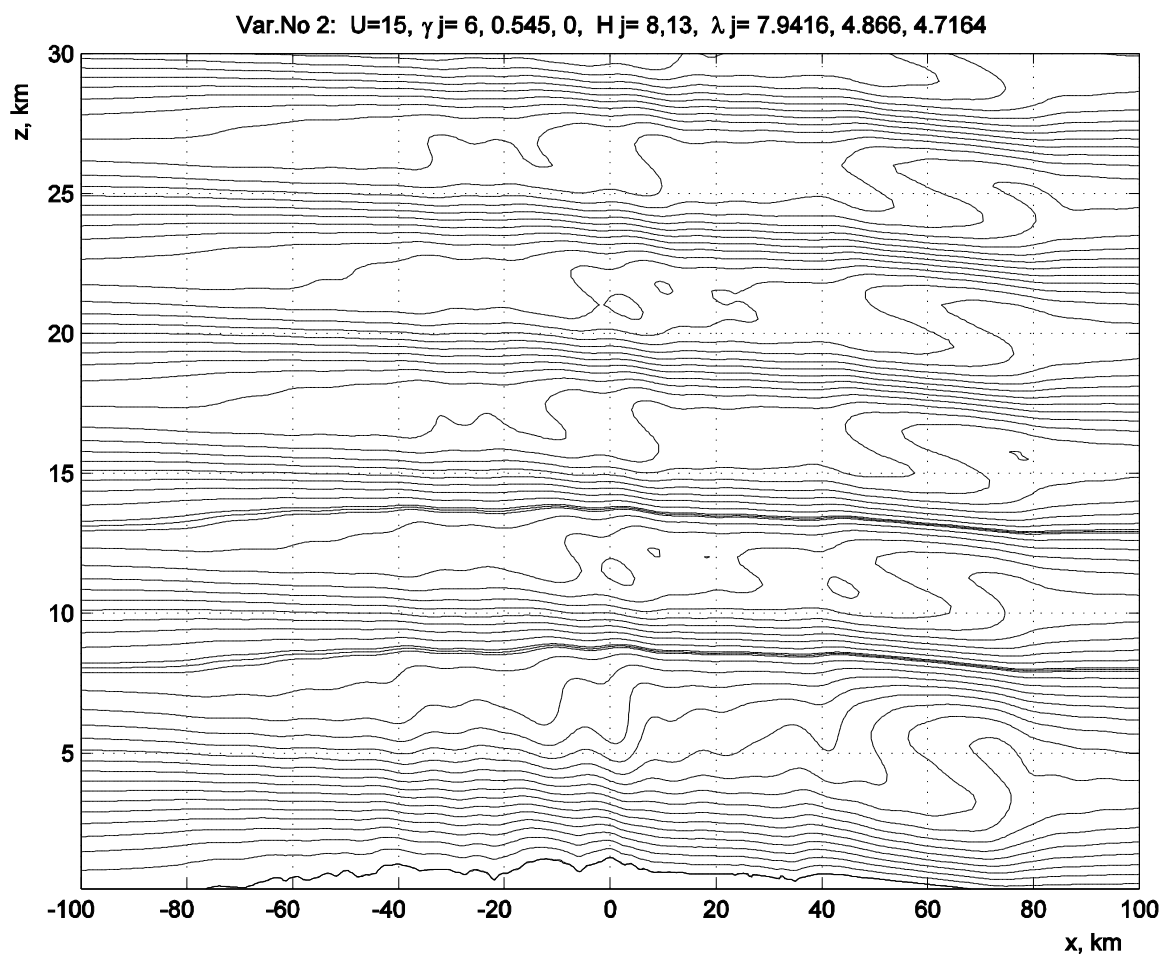


Рис.2. Траектории обтекания гор в районе Кисловодска - вариант 2

Анализ также показал, что чуть в меньшей степени интенсивность волн зависит от того, насколько близко поверхность раздела располагается к роторной зоне, расположенной в ниже лежащем слое. Полученные результаты следует рассматривать как предварительные. Используемую методику будет нетрудно применить в будущем для более широкого исследования рассматриваемой проблемы.

Литература

1. Кожевников В.Н. Возмущения атмосферы при обтекании гор. Москва, "Научный Мир", 160 стр. с илл., 1999.
2. Long R.R. Some aspects of the flow of stratified fluids. Continuous density gradients. *Tellus*, v.7, No 3, 1955.
3. Кожевников В.Н. Обзор современного состояния теории мезомасштабных орографических неоднородностей поля вертикальных токов. *Тр. ЦАО*, вып. 98, 1970.
4. Моисеенко К.Б. О роли стратосферы в процессе обтекания мезомасштабных гор. *Annales Geophysicae*, v. 23, p. 1-11, 2005.

ВЛИЯНИЕ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ НА КИНЕТИКУ МАГНИТОМИНЕРАЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТИТАНОМАГНЕТИТОВ БАЗАЛЬТОВ

Профессор *Трухин В.И.*, профессор *Максимочкин В.И.*

Информацию об эволюции земной коры и геомагнитного поля можно получить изучая магнитные свойства горных пород. Известно [1], что сохранность палеомагнитной информации в значительной степени определяется сохранностью ферримагнитных минералов, входящих в состав горных пород. Например, в базальтах, слагающих верхнюю часть океанской коры, носителями магнитной памяти являются зерна титаномагнетита. С течением времени в условиях дна океана в титаномагнетитах базальтов при низких температурах и малом парциальном давлении кислорода протекают процессы однофазного окисления. При повышенных температурах возможен распад титаномагнетита и гетерофазное окисление. В результате магнитные свойства породы, в том числе и естественная остаточная намагниченность, изменяются, а первичная информация об условиях намагничивания пород искажается. В работе [2] было установлено, что не только температура и парциальное давление кислорода могут оказывать влияние на изменение магнитоминералогических свойств базальтов, но и механические воздействия, испытанные породами.

При исследовании магнитных свойств образцов океанских пород разлома Романш [3] и рифтовой зоны Красного моря [4] был обнаружен значительный разброс термомагнитных характеристик. Наряду с образцами, в состав которых входили титаномагнетитовые зерна, затронутые в незначительной степени процессами однофазного окисления, были обнаружены образцы, с высокой степенью окисления магнитных зерен. Возможно это связано с тем, что породы с высокой степенью окисления магнитных зерен могли испытать *in situ* воздействие тектонических напряжений. Для проверки этой гипотезы были проведены специальные исследования влияния квазивсестороннего сжатия до 2250 МПа на кинетику магнитоминералогических процессов в зернах титаномагнетита, входящего в состав океанских базальтов. Исследования были проведены на образцах базальтов, отобранных в рифтовой зоне юга Красного моря подводным аппаратом Пайсис в 1980 году. Испытания образцов проводились в камере типа цилиндр поршень (площадь сечения канала 11 мм²). В качестве передающего давления среды использовался пиррофиллит. Термомагнитные измерения образцов в слабых полях от 0 до 60 мТл проводились на вибрационном магнитометре ВМА-1 [5], в поле 0.24 Тл - на вибрационном магнитометре ВМС. Образцы базальтов имели точки Кюри ($T_c=203-212$)⁰С. Точка Кюри (T_c) рассчитывалась двумя способами [6,7], которые показали высокую

сходимость результатов. Согласно данным электронно-зондового анализа титаномагнетитовые зерна исследованных базальтов содержали 0.5-0.52 ульвошпинели. Расчетные точки Кюри, определенные по содержанию ульвошпинели в титаномагнетите [8] оказались равны 200-220⁰С. Близость измеренных T_c к расчетным свидетельствует о низкой степени однофазного окисления титаномагнетита в исследованных образцах. Невысокие величины отношения $I_{rs}/I_s=0,16-0,22$ и коэрцитивной силы $H_c=13,2-14,5$ мТл дают основания можно сделать вывод, что зерна в исследуемых образцах малодоменны или псевдооднодоменны.

Эксперименты по воздействию квазивсестороннего сжатия показали, что воздействие давления $P=2250$ МПа приводит к росту точки Кюри и максимальной блокирующей температуры на 12-13⁰С. Коэрцитивная сила и осточно-коэрцитивная сила ферримагнитной фракции после воздействия давления $P=2250$ МПа увеличивались на 20-25%.

Для исследования влияния давления на кинетику магнетоминералогических свойств титаномагнетита проводился отжиг образцов в интервале температур от 250 до 500⁰С из исходного состояния и после воздействия квазивсестороннего сжатия. В исходном состоянии и после очередного отжига измерялись $I_s(T)$ и $I_{rs}(T)$, по которым рассчитывались точка Кюри T_c и блокирующая температура (T_b). По изменению намагниченности $I_{sTi}(t)$ в поле 0.24 Тл в процессе отжига определялось время релаксации процесса соответствующее данной температуре. При этом предполагалось, что намагниченность экспоненциально растет со временем: $I(t)=I_0+(I_\infty - I_0)(1-e^{-t/\tau})$, где I_0 – значение намагниченности насыщения при температуре выдержки в момент $t=0$, $I(t)$ – значение намагниченности после выдержки при данной температуре в течение времени t . За I_∞ принималось значение намагниченности при температуре выдержки (T_i) на кривой $I_s(T)$ при охлаждении от 500⁰С. По зависимости времени релаксации от температуры согласно уравнению Аррениуса рассчитывалась энергия активации (см. рисунок и таблицу.).

Таблица. Зависимость энергии активации окислительных процессов от давления

	Р, МПа	0	1360	1900	2250
	Образец	П-72-5(9)	П-72-5(11)	П-72-5(12)	П-72-5(10)
E _a , эВ	однофазн.окисл.	0,32	0,29	0,22	0,17
	гетерофазн.окисл.	1,22	1,11	0,98	1,13

Анализ изменения точки Кюри, блокирующей температуры и намагниченности насыщения в процессе и после отжига образцов в температурном интервале от 250 до 500⁰С позволил установить, что в температурном интервале $T=250-350^0$ С протекает процесс однофазного окисления, при

$T > 350^{\circ}\text{C}$ протекает процесс гетерофазного окисления: образуется фаза, обедненная титаном с точкой Кюри близкой к T_c магнетита [9].

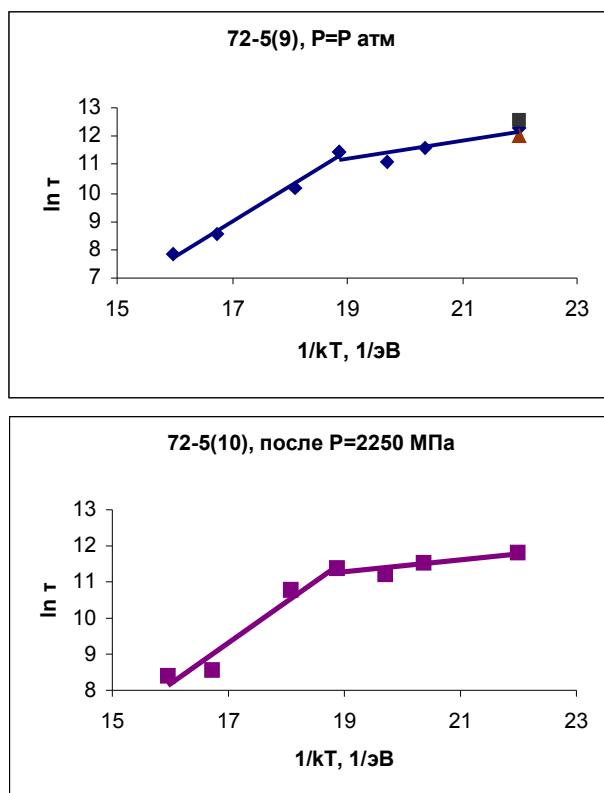


Рис. 1. Зависимость времени релаксации от температуры

Эксперименты также показали, что энергия активации однофазного окисления, уменьшается с 0,32 эВ в исходном состоянии до 0,17 эВ после воздействия давления $P=2250$ МПа (см. таблицу и Рис.1). Уменьшение энергии активации и, следовательно, облегчение процесса однофазного окисления очевидно можно объяснить увеличением плотности дислокаций и точечных дефектов в зерне, облегчающим проникновение кислорода вглубь. Рост плотности дислокаций подтверждается также увеличением на 20-25% коэрцитивной силы образцов после воздействия на них давления $P=1900-2250$ МПа. Как видно из таблицы, энергия активации гетерофазного окисления практически не зависит от повышенного давления испытанного породой.

Выводы:

1. Титаномагнетитовые зерна базальтов, подвергнутые воздействию давления $P > 1000$ МПа, окисляются быстрее, чем титаномагнетит базальтов не испытывавших воздействие повышенного давления.
2. Тектонические воздействия могут приводить к ускорению процесса однофазного окисления титаномагнетита базальтов *in situ*.

3. Высокая степень окисления титаномагнетитовых зерен молодых базальтов может быть индикатором тектонического воздействия *in situ*.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты №05-05-65053, №07-05-00783.

Литература

1. Трухин В.И. и др. Ферримагнетизм минералов. М. МГУ. 1983. 96с.
2. Максимочкин В.И., Якупова А.М. // Физика Земли. 2003. №5. С.60-64.
3. Трухин В.И., и др. // Физика Земли, 2005, №3, с.3-17.
4. Трухин В.И., Максимочкин В.И., Жилыева В.А. и др. // Физика Земли, 2006, №11, с.70
5. Максимочкин В.И., Трухин В.И., Гарифуллин Н.М., и др. // Приборы и техника эксперимента. 2003. №5. С.1-6.
6. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. М., Моск. университет. 1976. 366с.
7. Иванов А.П., Сафрошкин В.Ю., Трухин В.И. и др. // Физика Земли, 1992г. №3. С.62-71.
8. Stephenson A. Spontaneous Magnetization Curves and Curie Points of Cation Deficient Titanomagnetites. // Geophys.J. R. astr. Soc. (1972) 29, 91-107.
9. Трухин В.И., Максимочкин В.И. // Физика Земли, 1982г. №11, с.39-51.

МАГНИТОВЯЗКИЕ СВОЙСТВА И ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ БАЗАЛЬТОВ ЮЖНОЙ ЧАСТИ КРАСНОМОРСКОГО РИФТА

Профессор Трухин В.И., профессор Максимочкин В.И.,
ст.науч.сотр. Жилыева В.А.

По современным представлениям океанская кора Красного моря является одной из молодых срединно-океанических рифтовых систем. Наиболее подробные геофизические исследования этой рифтовой системы были проведены в южной части Красного моря. Здесь проводилась подробная магнитная съемка и отбирались образцы базальтов для лабораторных исследований. По данным магнитной съемки в работе [1] удалось выделить отрезки оси рифта, разделенные областями нетрансформных смещений (рис.1). Было также проведено подробное изучение магнитных свойств ба-

зальтов, отобранных в рифтовой зоне с помощью подводного аппарата «Пайсис» [2,3]. Были определены естественные магнитные параметры (I_n , κ_0 , Q_n), гистерезисные характеристики (I_s , I_{rs} , H_c , H_{cr}), а также точки Кюри (T_c) и блокирующие температуры (T_b). Оказалось, что магнитные свойства базальтов характеризуются сильным разбросом магнитных параметров, отражающих как фазовое, так и структурное состояние магнитных зерен. Ферромагнитная фракция базальтов представлена как однодоменными, так

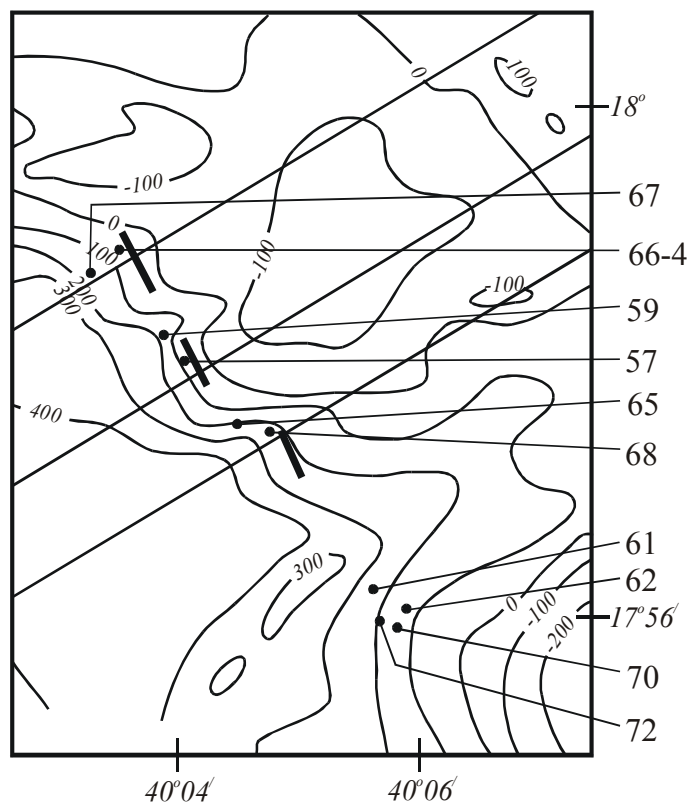


Рис. 1. Карта аномального магнитного поля, нанесены линии изодинам в нТ, отрезки оси рифта и места отбора образцов.

и малодоменными зернами титаномагнетита. Терромагнитными исследованиями было установлено, что среди исследованных базальтов встречаются как образцы, титаномагнетитовые зерна которых практически не окислены, так и образцы, титаномагнетитовые зерна которых находятся на достаточно высокой стадии окисления [3].

Известно, что не только гистерезисные и терромагнитные характеристики могут нести информацию о структурном и фазовом состоянии магнитных зерен. Ценную информацию о структурном состоянии кристаллической решетки титаномагнетитовых зерен дают магнитовязкие характеристики образцов базальтов, содержащих эти зерна. Явление магнитной вязкости заключается в том, что наблюдается увеличение намагниченности образцов при неизменном магнитном поле. Это явление связано со строением и точечными и линейными дефектами кристаллической решетки [4-6]. В данной работе изучались магнитовязкие свойства образцов базальтов, отобранных в рифтовой зоне Красного моря. Вязкая намагниченность растет со временем по логарифмическому закону: $I_{rv} = I_{rv}(t_0) + S \lg t$, где S – коэффициент магнитной вязкости [6]. Проводилось лабораторное моделирование вязкой остаточной намагниченности I_{rv} и оценивались коэффициент S и постоянная магнитной вязкости $S_v = S/\kappa_{\text{необр.}}$, которая характеризует особенности зерен ферромагнитной фракции базальтов. Кроме того, измерялись другие магнитные параметры на тех же образцах. Использовался магнитометр ИОН-1

и малодоменными зернами титаномагнетита. Терромагнитными исследованиями было установлено, что среди исследованных базальтов встречаются как образцы, титаномагнетитовые зерна которых практически не окислены, так и образцы, титаномагнетитовые зерна которых находятся на достаточно высокой стадии окисления [3].

Известно, что не только гистерезисные и терромагнитные характеристики могут нести информацию о структурном и фазовом состоянии магнитных зерен. Ценную информацию о структурном состоянии кристаллической решетки титаномагнетитовых зерен дают магнитовязкие характеристики образцов базальтов, содержащих эти зерна. Явление магнитной вязкости заключается в том, что наблюдается увеличение намагниченности образцов при неизменном магнитном поле. Это явление связано со строением и точечными и линейными дефектами кристаллической решетки [4-6]. В данной работе изучались магнитовязкие свойства образцов базальтов, отобранных в рифтовой зоне Красного моря. Вязкая намагниченность растет со временем по логарифмическому закону: $I_{rv} = I_{rv}(t_0) + S \lg t$, где S – коэффициент магнитной вязкости [6]. Проводилось лабораторное моделирование вязкой остаточной намагниченности I_{rv} и оценивались коэффициент S и постоянная магнитной вязкости $S_v = S/\kappa_{\text{необр.}}$, которая характеризует особенности зерен ферромагнитной фракции базальтов. Кроме того, измерялись другие магнитные параметры на тех же образцах. Использовался магнитометр ИОН-1

и установка ВМА-1. Было установлено, что образцы П-59, П-65, П-68 из зон нетрансформных смещений, разделяющих отрезки оси рифта, характеризуются величинами S_{v0} более высокими (от 0,97 мТл до 1,88 мТл), чем образцы из других мест региона, у которых S_{v0} находится в диапазоне от 0,08 мТл (обр. П70-3) до 0,76 мТл (обр. П-67).

Для установления влияния процессов окисления *in situ* на магнитовязкие свойства был поставлен специальный эксперимент. Образец нагревался до некоторой температуры T_1 и охлаждался в присутствии $H=0,05$ мТл до $T_{\text{комн.}}$ и создавалась I_{rT} , затем над этой I_{rT} создавалась $I_{rv}(t_{\text{max}}=1 \text{ час})$, после этого образец размагничивался переменным магнитным полем $h_{\text{max}}=100$ мТл и снова создавалась I_{rv} в течение того же времени. После каждого этапа нагрева образца определялись гистерезисные параметры. Результаты экспериментов представлены в таблице.

Таблица. Моделирование процесса окисления

№ образца	Температура нагрева	S_e , А/м	S_0 , А/м	S_e/S_0	S_{v0} , мТл	I_{rs} , А/м	H_c , мТл	H_{cr} , мТл
П-57(5)	до нагрева	0,25	0,06	4,17	0,62	348	43,4	55,9
	после 450°C	0,37	0,071	5,21	0,93	366	32,2	44,5
	после 600°C	0,41	0,077	5,32	2,3	376	37,4	51
	повторно 600°C	0,44	0,079	5,57	2,64	381	40	54,9
П-65-1(3)	до нагрева	0,187	0,012	15,6	1,74	152	48	69,1
	после 450°C	0,128	0,025	5,12	2,03	162	40,4	58,8
	после 600°C	0,131	0,026	5,04	2,84	167	41,3	62,2
П-66-4(5)	до нагрева	1,74	0,11	15,82	0,33	1200	28,8	34,3
	после 250°C	3,17	0,165	19,21	0,64	1239	28,5	33,4
	после 460°C	3,99	0,185	21,57	1,01	1245	21,8	27,1
	после 600°C	4,29	0,192	22,34	1,72	1328	27	32,8

Этот эксперимент показал, что величина S_{v0} по мере развития процесса окисления возрастает, в то время как изменение величины H_{cr} носит более сложный характер. Повторные нагревы до высоких температур приводят к росту S_{v0} и I_{rs} (таблица). Поскольку скорость роста вязкого намагничивания является хорошим индикатором магнитного состояния [6], проводилось сравнение коэффициентов магнитной вязкости, полученных из различных исходных состояний (S_e и S_0) (таблица). Как известно, нулевое магнитное состояние (НМС) может быть достигнуто путем размагничивания образца переменным магнитным полем, а естественное магнитное состояние, когда образец предварительно не размагничивается (ЕМС). Ранее было показано, что равновесным магнитным состоянием является НМС, а ЕМС неравновесно [6]. Величина S зависит от этих исходных состояний, причем $S_e > S_0$ в случае высокотемпературного происхождения ферромагне-

тика или при условии его повторного нагрева до высоких температур, а $S_e < S_0$ в случае если ферромагнитная фракция образовалась в результате низкотемпературных химических превращений [6].

В настоящей работе было установлено, что отношение S_e/S_0 образцов, отобранных вблизи отрезков оси рифта, после лабораторных нагревов возрастает, а у образцов из области нетрансформных смещений уменьшается (таблица). Это означает, что формирование I_n в этих областях носило более сложный характер и имело не только термоостаточную природу. Возможно, роль влияния напряжений *in situ* была значительной.

Проведенные нами исследования магнитной вязкости базальтов Красного моря дали дополнительную интересную информацию о структуре титаномагнетитовых зерен базальтов и о термодинамических условиях их формирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант №05-05-65053.

Литература

1. Шрейдер А.А. и др. Океанология. 1982. Вып.3. Т. XXII. С. 439-445.
2. Трухин В.И. и др. Физика Земли. 1992. № 9. С. 92-99.
3. Трухин В.И. и др. Физика Земли. 2006. № 11. С. 70-83.
4. Жилыева В.А., Колесников Л.В. Изв. АН СССР. Физика Земли. 1966. № 11. С. 122-127.
5. Максимочкин В.И. Физика Земли. 2000. № 7. С. 43-48.
6. Трухин В.И. Введение в магнетизм горных пород. Изд. МГУ. 1973. 275 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕРМООСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПРИРОДНЫХ ТИТАНОМАГNETИТОВ В УСЛОВИЯХ ДНА ОКЕАНА

Профессор Трухин В.И., профессор Максимочкин В.И.,
аспирантка Курочкина Е.С.

Интенсивные геолого-геофизические исследования на акватории Красного моря ведутся в течение последних 30 лет. Базальты рифтовой зоны Красного моря, будучи сравнительно молодыми (возраст менее 1 млн. лет), являются хорошим материалом для проведения моделирования образования и последующего изменения термоостаточной намагниченности ($I_{\text{Т}}$) при последовательном нарастании степени однофазного окисления.

Известно, что титаномагнетит, входящий в состав базальтов океанской коры, в условиях дна океана может окисляться с сохранением структуры шпинели. Такое окисление называется однофазным. Характерное время однофазного окисления в условиях дна океана может составлять сотни тысяч и миллионы лет. Так как скорость диффузии катионов, которая идет в том числе и при однофазном окислении, растет экспоненциально с ростом температуры, то в лаборатории можно попытаться промоделировать этот процесс, повысив температуру образца. В лаборатории однофазное окисление титаномагнетита неоднократно наблюдалось при отжиге базальтов при температурах 100-300⁰С [Трухин, Максимочкин, 1982; Ryall, Hall 1979].

Однако до сих пор остается неясным, как и за счет протекания каких процессов может измениться первичная $I_{ГТ}$ ферромагнитных зерен базальтов: разрушение термоостаточной намагниченности ($I_{ГТ}$), образования химической ($I_{Гс}$) или вязкой ($I_{Гв}$) намагниченностей.

В данной работе нами в лаборатории было исследовано влияние отжига образцов базальтов Красного моря при повышенных температурах $T > 200^{\circ}\text{C}$ в воде с соленостью, соответствующей солености Красного моря, с целью установления влияния однофазного окисления *in situ* на I_n базальтов. Чтобы исключить вскипание воды, образцы помещались в немагнитную камеру типа цилиндр-поршень, в которой создавалось давление 50-80 МПа.

Эксперименты проводились на образцах подводных базальтов, отобранных в рифтовой зоне южной части Красного моря в районе 18⁰ю.ш. (образцы №68-2 и №72-5 с низкой степенью окисления титаномагнетитовых зерен. Степень окисления оценивалась по близости измеренной точки Кюри (T_C) к расчетной, исходя из содержания титана в титаномагнетите, которое определялось с помощью микрозондового анализа. Образцы выдерживались в соленой воде при температуре 200-280⁰С в магнитном поле 0,2 мТл. После каждой температурной выдержки образцы охлаждались до комнатной температуры и измерялась термонамагниченность и термоостаточная намагниченность.

После временных выдержек в соленой воде создавалась $I_{ГТ}$ на воздухе (см. рис.1,2). По зависимости $I_{ГТ}(T)$ оценивалась блокирующая температура (T_B^*), которая определялась по экстраполяции линейного участка кривой $I_{ГТ}(T)$ в области максимальной производной (см. рис.1).

Таблица 1 поэтапно описывает ход эксперимента. В ней приведены величины магнитных моментов, соответствующих остаточной намагниченности образцов, которые измерялись в ходе эксперимента.

Диаграммы (рис.2) иллюстрируют изменения $I_{ГТ}$, образованной после охлаждения от температур отжига в воде и на воздухе.

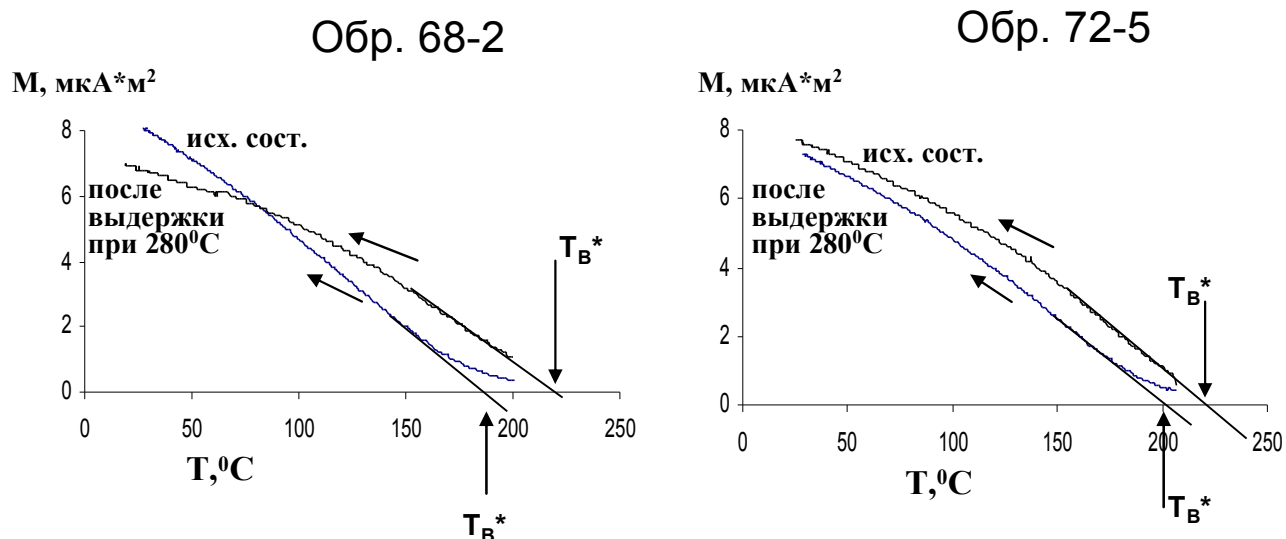


Рис.1. Графики получения парциальной термонамагниченности (образцы охлаждались в поле 0,2 мТл) до и после температурных выдержек в воде

Таблица 1. $I_{ГТ}$ базальтов Красного моря после термодинамического воздействия

Остаточный магнитный момент	68-2	72-5
После нагрева до 200 ⁰ С на воздухе в поле 0,2мТл и охл. в том же поле	7,6 мкА*м ²	7,2 мкА*м ²
После выдержки в течение 1 часа в соленой воде при 200 ⁰ С и дальнейшем охлаждении в поле 0,2мТл.	7,4 мкА*м ²	5,9 мкА*м ²
После выдержки в соленой воде при комнатной температуре в течение 1 месяца в поле $H_{Г}$	9,2 мкА*м ²	7,2 мкА*м ²
После выдержки на воздухе при комнатной температуре в течение 1 месяца без поля (в экране)	7,8 мкА*м ²	5,8 мкА*м ²
После выдержки 10ч в соленой воде при темп. 250 ⁰ С в поле 0,2мТл и охл. в том же поле	12,9 мкА*м ²	11,3 мкА*м ²
После выдержки 30ч в соленой воде при темп. 280 ⁰ С в поле 0,2мТл и охл. в том же поле	15,6 мкА*м ²	17,3 мкА*м ²
После нагрева до 280 ⁰ С без поля и охл. от 200 ⁰ С до комнатн. темп. в поле 0,2мТл на воздухе	6,2 мкА*м ²	7,4 мкА*м ²
После нагрева из размагниченного состояния до 280 ⁰ С в поле 0,2мТл и охл. от 250 ⁰ С в поле 0,2мТл на воздухе	9,4 мкА*м ²	10,9 мкА*м ²
После нагрева из размагниченного состояния до 280 ⁰ С в поле 0,2мТл и охл. от 280 ⁰ С в поле 0,2мТл на воздухе	12,1 мкА*м ²	13,9 мкА*м ²

Эксперименты показали, что:

1. На обоих образцах наблюдался рост T_{B}^* после временных выдержек при повышенных температурах. При этом, согласно зависимости $I_{ГТ}(T)$ ферромагнитная фракция оставалась однофазной. Таким образом, проведение экспериментов в воде позволило локализовать именно процесс однофазного окисления титаномагнетита, исключив возможность гетерофазного окисления.

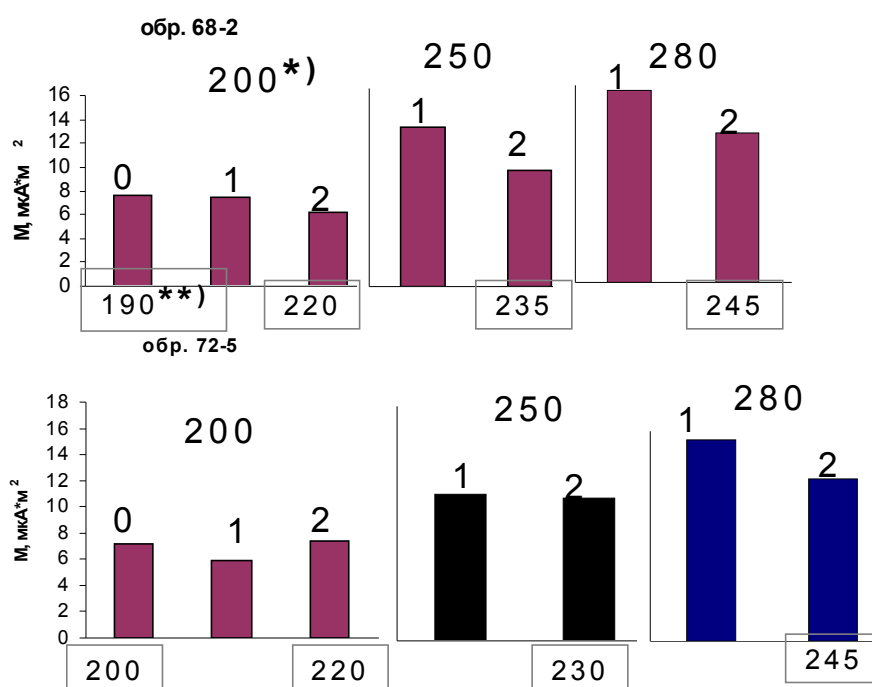


Рис. 2. Диаграммы изменения величин термоостаточной намагниченности (магнитного момента) образцов в воде и на воздухе до и после температурных выдержек

*) – температура, от которой создавалась $I_{ГТ}$ в каждом эксперименте

**) – блокирующая температура T_B^*

0 - $I_{ГТ}$ от $200^{\circ}C$ на воздухе из размагниченного состояния.

1 – $I_{ГТ}$ после выдержки в соленой воде при соответствующей температуре в поле $0,2 мТл$ и охл. В том же поле.

2 – $I_{ГТ}$ полученная от соответствующих температур в воздухе после всех прогревов.

2. Величины $I_{ГТ}$, полученные на образцах после нагрева и выдержки в воде, в основном, больше, чем $I_{ГТ}$, полученные от той же температуры на воздухе после того, как образцы прошли все циклы прогревов. Это можно объяснить смещением спектра блокирующих температур в сторону больших температур. По существу, после температурных выдержек при охлаждении от $200^{\circ}C$ и $250^{\circ}C$ в магнитном поле, образуется не $I_{ГТ}$, а $I_{ГТ}$.

3. $I_{ГТ}$ полученная на образцах непосредственно после выдержек в воде больше, чем аналогичная $I_{ГТ}$, полученная в результате нагрева до той же температуры на воздухе (см. диаграммы рис.2, соответствующие температуре $280^{\circ}C$, от которой создавалась $I_{ГТ}$). Большая величина $I_{ГТ}$ образующаяся в результате отжига в воде может объясняться протеканием термовязких процессов диффузионной природы, протекающих под действием магнитного поля и температуры при температурах меньше точки Кюри.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 05-05-65053.

Литература

1. Трухин В.И., Максимочкин В.И. // Изв. АН СССР. Физика Земли. 1982. №11. С.39-51.
2. Ryall P.J.C., Hall J.M. // Canad. J. Earth. Sci. 1979. V. 16. №3. P. 496-505.

КОМПЛЕКСНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДОННЫХ ОТЛОЖЕНИЙ ЧЕРНОГО МОРЯ

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

С фундаментальной точки зрения изучение интенсивности теплопереноса на границе литосфера-гидросфера имеет важнейшее значение для понимания особенностей формирования и эволюции океанической коры. Геотермальная активность морского дна, в целом, и тонкая структура океанического теплового потока несут богатую информацию о характере и направленности геопроцессов в коре и верхней мантии. В практических целях такие исследования необходимы для решения задач разведки и использования полезных ископаемых (нефть, газ, газогидраты, полиметаллические конкреции, термальные воды).

Методика измерения кондуктивного теплового потока через дно океана базируется на уравнении Фурье $q = -\lambda \cdot \text{grad}T$, где λ – теплопроводность слоя осадков на базе измерения температурного градиента. Именно необходимость знания λ осадков для расчета теплового потока и стимулировала развитие техники и методики измерения коэффициента теплопроводности донных осадков во второй половине XX века.

В настоящее время число выполненных измерений теплового потока исчисляется десятками тысяч и остро встает вопрос надежности публикуемых данных. Анализ результатов измерений теплопроводности донных осадков показывает, что существенные ошибки определения тепловых потоков (до 50%) могут быть связаны с недостаточной точностью прямых измерений или расчета теплопроводности по эмпирическим зависимостям ее от влажности и не учитывающим структурно-текстурные особенности осадков, их минеральный состав и другие факторы [Bullard E.C., 1963; Хенель Р., 1982]. В результате, в сводных обзорах по исследованию океанического теплового потока можно обнаружить значения теплопроводности осадков, отличающиеся в пять раз (0.33 – 1.5 Вт/м·К) и даже более [Любимова Е.А., 1973; Хенель Р., 1982], при этом нижнее значение почти в два раза меньше теплопроводности воды, что трудно объяснимо, а верхнее приближается к величине λ магматических пород. Кроме того, практически отсутствуют данные по другим теплофизическим характеристикам: теплоемкости (C_p) и температуропроводности (a), знание которых необходи-

мо для понимания процесса теплопередачи в насыщенных неконсолидированных средах.

Цель настоящей работы – изучить, по возможности наиболее полно, и описать основные факторы, влияющие на поведение тепловых свойств (a , λ , C_p) донных осадков и их изменчивость в реальных условиях акваторий на примере Черного моря. Учет этих факторов, как нам представляется, мог бы повысить качество определения теплового потока, по крайней мере, для рассматриваемого региона. С другой стороны, полученные результаты должны способствовать более глубокому пониманию физического механизма теплопередачи в двухфазных дисперсных геофизических материалах, какими являются морские осадки.

Использованный в данной работе экспериментальный материал собран авторами в ходе многолетних экспедиционных геотермических работ на акватории Черного моря. Были выполнены измерения всего комплекса теплофизических параметров на более чем 600-х образцах донных осадков, поднятых на борт НИС грунтовыми трубками на 200-х станциях. Измерения производились на борту судна методом регулярного теплового режима II рода, на оригинальной установке, разработанной в лаборатории геотермии Физического факультета МГУ [Петрунин Г.И., Попов В.Г., 1994]. При измерениях проводилось также определение плотности (ρ) и влажности (W) осадка, удельного веса вещества каркаса, а в ряде случаев – минералогического и гранулометрического состава и содержания органического вещества. Для каждой станции фиксировались координаты отбора, глубина моря и положение образца в колонке /глубина залегания относительно дна моря/. Все изученные образцы /не менее трех для каждой станции/ отобраны из поверхностного слоя осадков мощностью 2,0 – 2,5 м. Значительная часть образцов дублировалась, то есть отбиралась и консервировалась, для повторных измерений в лабораторных условиях на суше. Обработка измерений и анализ полученных результатов дали богатый представительный материал, часть которого тезисно излагается в настоящем сообщении.

В таблице 1 представлены диапазоны изменения теплофизических параметров, как на всем изученном интервале влажности, так и на интервалах, средние значения которых отличаются на 10%. Включены также результаты измерений отдельных образцов с не типичной очень высокой влажностью /68% – 3 образца, 72% – 1 образец/, которые отобраны в верхнем десятисантиметровом слое осадков. Нетрудно видеть, что концентрация жидкой фазы, представленная в осадках морской водой, обладающей низкой теплопроводностью и температуропроводностью ($\lambda=0,6$ Вт/м·К; $a=1,48 \cdot 10^{-7}$ м²/с) и высокой теплоемкостью ($C_p=4180$ Дж/кг·К), более чем в пять раз превосходящей удельную теплоемкость твердой минеральной фазы при комнатной температуре, несомненно является доминирующим фактором (параметром), определяющим значения тепловых свойств насыщен-

ных морских осадков. Так, с увеличением влажности от 25 до 65% теплопроводность понижается несколько менее, а температуропроводность – более, чем в 2 раза. Феноменологическая сторона такого поведения теплопереносных параметров насыщенных дисперсных сред понятна из рассмотрения формулы Дебая $1/\lambda = a \cdot C_p \cdot \rho$ и объясняется слабым ростом объемной теплоемкости $C_p \cdot \rho$ на интервале изменения влажности. Вообще, как показывают расчеты, с точностью до 5 – 7%, удельная теплоемкость морских осадков, как аддитивная функция компонентного состава, легко может быть оценена по правилу Неймана – Коппа, где в качестве удельной теплоемкости твердой фазы можно принять среднее значение для породообразующих минералов со средним атомным весом $M = 20$, равным 760 Дж/кг·К [Петрунин Г.И., 1981].

Таблица 1. Крайние и средние значения теплофизических параметров изученных донных осадков Черного моря

W, %	ρ , кг/м ³	$a \cdot 10^{-7}$ м ² /с	C_p , Дж/кг·К	$C_p \cdot \rho$, кДж/м ³ ·К	λ , Вт/м·К
25 – 65	1200 – 1900	1,90 – 4,10	1580 – 3000	2800 – 3680	0,70 – 1,25
25 – 34,9	1780	3,40	1715	3000	1,05
	1650 – 1900	2,70 – 4,10	1580 – 1880	2800 – 3300	0,84 – 1,25
35 – 44,9	1650	2,80	2020	3235	0,92
	1480 – 1720	2,40 – 3,50	1670 – 2215	2925 – 3420	0,80 – 1,09
45 – 54,9	1430	2,40	2425	3280	0,80
	1300 – 1380	2,10 – 2,90	2300 – 2720	3050 – 3510	0,73 – 0,92
55 – 65	1330	2,15	2830	3515	0,78
	1210 – 1380	1,90 – 2,45	2510 – 3000	3345 – 3680	0,70 – 0,86
68	1200	1,85	3095	3705	0,70
	1180 – 1230	1,75 – 2,00	3010 – 3175	3595 – 3760	0,67 – 0,72
72	1150	1,70	3260	3720	0,65

Более детальный анализ поведения a и λ от процентного содержания воды в осадках показывает, что для каждой конкретной влажности из измеренного интервала, диапазон разброса этих параметров может достигать 15% от среднего значения, что явно превосходит точность измерений ($\Delta a/a \sim 3\%$; $\Delta \lambda/\lambda \sim 7 - 9\%$). Специальное изучение этого вопроса показало, что обнаруженные вариации тепловых свойств, как и предполагали ранее некоторые исследователи [Дучков А.А., Казанцев С.А., 1988], связаны с вариациями минерального и гранулометрического состава осадков. Наиболее низкие значения a и λ характерны для кокколитовых и древнечерноморских сапропелевых илов, содержащих органику, а наиболее высокие – нозевксинским глинистым илам, включающим прослой более крупнозернистого песчаного терригенного материала.

Таким образом, как нам представляется, при исследовании тонкой структуры теплового потока во внутренних морях, характеризующихся

значительным разнообразием осадконакопления, необходимо непосредственное измерение теплопроводности осадков на базе измерения температурного градиента, а не использование аппроксимационных эмпирических соотношений $\lambda = \lambda(W)$, полученных, как правило, для океанических акваторий [Ratcliffe E.N., 1960].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №05-05-65269

Литература

1. Дучков А.А., Казанцев С.А. Тепловой поток впадины Черного моря. Геофизические поля Атлантического океана. М., «Наука», 1988, с.121-130.

МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ГЕОАКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ КОМБИНИРОВАННЫМ ПРИЕМНЫМ МОДУЛЕМ НА БАЗЕ ВЕКТОРНОГО ПРИЕМНИКА

Вед. науч. сотр. *Гордиенко В.А.*, науч. сотр. *Гордиенко Т.В.*, инженер *Григорьев А.В.*, зав. лаб. *Купцов А.В.* (ИКИР ДВО РАН), зам. директора *Маранулец Ю.В.* (ИКИР ДВО РАН), аспирантка *Щербина А.О.* (ИКИР ДВО РАН)

В данной работе обсуждаются особенности исследования сигналов геоакустической эмиссии на Камчатке в районе Авачинской губы. Ранее мы уже сообщали [1] об обнаруженном нами новом эффекте, – существовании аномалий высокочастотных (4-11 кГц) геоакустических шумов, обусловленных напряжениями, возникающими при подготовке сильных сейсмических событий, и выступающих в качестве оперативных предвестников готовящегося землетрясения.

Под аномалиями мы понимаем повышение на два-три порядка частоты следования шумовых импульсов, а при регистрации в интегральном режиме, такое же увеличение амплитуды шумов над фоновым уровнем в выбранном частотном диапазоне. Появление аномальных шумов происходит, как правило, примерно в суточном временном интервале перед сильными сейсмическими событиями с энергетическим классом $K_s \geq 11$. Продолжительность аномалий варьируется от десятков минут до нескольких часов. Аномальные шумы всегда пространственно анизотропны.

Являясь вторичными эффектами подготовки землетрясений, эти сигналы могут регистрироваться до расстояний 200-250 км от эпицентра готовящегося землетрясения. По характеру движения частиц среды в волне (поляризации волны) можно осуществлять локацию областей подготовки сейсмических событий в горизонтальной плоскости. Однако для этого требуется регистрировать характер движения частиц среды в проекции, по крайней мере, на два горизонтальных взаимно ортогональных направления без каких бы то ни было амплитудно-фазовых искажений.

Согласование приемного модуля с грунтом на столь высоких частотах – задача трудоемкая. Поэтому при проведении описываемых экспериментов мы воспользовались высокочастотными гидроакустическими приемными системами на базе векторных приемников [2]. Одна из приемных систем была установлена вблизи дна оз. Микижа (площадь поверхности которого $200 \times 700 \text{ м}^2$, а наибольшая глубина 4 м), вторая – в искусственном водоеме объемом $2 \times 2 \times 2 \text{ м}^3$, в пункте комплексных геофизических наблюдений на р. Карымшина, на удалении 20-ти км к северу в оз. Микижа.

Безусловно, при переходе сигнала из грунта в воду некоторые специфические характеристики сейсмоакустического сигнала оказались утраченными. Однако общее направление прихода акустической энергии, по крайней мере, в горизонтальной плоскости сохранялось. Тем не менее, сохранение информативной составляющей сигналов требует принятия дополнительных мер, обеспечивающих «правильную» регистрацию сигналов геоакустической эмиссии.

Основная проблема заключается в том, что анализ информации возможен лишь в течение очень короткого промежутка времени. Характерный сигнал, регистрируемый в воде гидрофоном, представляет собой череду достаточно коротких по времени ударных импульсов, весьма различающихся по амплитуде. Учитывая наличие реверберации, информативными с точки зрения определения направления на очаг готовящегося землетрясения оказывается лишь начальная часть этих импульсов, не превышающая 1-2 периодов. Поэтому применяемые в гидроакустике методы пеленгования с использованием частотного анализа с последующим временным усреднением [2], оказываются малоэффективными.

Один из наиболее простых и вместе с тем эффективных подходов к обработке информации, заключается, как и в сейсмоакустике, в анализе траекторий движения частиц среды на начальном участке соответствующего импульса. Однако, учитывая, что частота заполнения импульсов сигналов геоакустической эмиссии достигает 11-12 кГц, для правильной обработки требуется считывание информации с отдельных каналов звукоприемников с задержкой не более 20-30 мкс между любой парой каналов приемной системы (из расчета наличия 8 каналов регистрации, т.е. хотя бы двух разнесенных в пространстве приемных систем на базе ВП). Наиболее просто эта проблема решается введением в каждый канал регистрации устройства выборки-хранения (УВХ) информации, запускаемого синхронно импульсом, поступающим с некоторого опорного генератора.

Вторая проблема – необходимость обеспечения большого динамического диапазона при одновременно длительной непрерывной записи большого объема информации в полевых условиях. Различия между фоновыми составляющими и сигналами порой могут достигать 100 дБ и более. Переключение усиления в пределах импульса исключается.

Нами разработана и опробована схема записи, реализуемая на базе относительно недорогих энергоэкономичных малоразрядных АЦП. Грубые оценки показывают, чтобы оцифровать 8 каналов с необходимой точностью, требуется АЦП с тактовой частотой не менее 3-5 МГц. Поэтому гораздо выгоднее, применительно к целям исследований, на входе ставить маломощные АЦП с УВХ специальной конструкции. Конструкции УВХ обычно не вызывают проблем при правильном выборе комплектующих элементов. Упрощенный вариант блок-схемы приведен на рис.1.

В предлагаемом варианте устройства, считывание информации происходит синхронно, а затем с небольшой скоростью эта информация по очереди записывается в соответствующий блок памяти. Кроме того, используется искусственный прием расширения динамического диапазона. Сигнал с каждого канала поступает на вход 3-х канального усилителя. Коэффициенты усиления K_i подобраны таким образом, что изменение усиления эквивалентно переносу запятой в числе, записанном в двоичном коде. Для 16-ти разрядного АЦП коэффициенты усиления составляют 1/8, 1 и 8. При использовании 12 разрядного АЦП – соответственно 1/32, 1 и 32.

Пороговый детектор позволяет использовать для записи всегда канал, в котором используется наибольшее количество значащих цифр АЦП, так что погрешность оцифровки снижается. В 2-х первых битах для 12-ти разрядного или 3-х для 16-ти разрядного АЦП записывается код коэффициента усиления. В результате динамический диапазон АЦП возрастает почти в 100 раз, т.е. на базе 12-ти разрядного АЦП (динамический диапазон около 65-70 дБ) реализуется АЦП с динамическим диапазоном практически 100 дБ, на базе 16-ти разрядного – не менее 120 дБ при использовании минимум 4 бит на отсчет.

Третья проблема, решенная в данной работе – устранение неоднозначности пеленга *вперед-назад*. Для этого мы перешли на регистрацию вектора Умова $\mathbf{I} = P(t) \mathbf{V}(t)$, характеризующего направление переноса энергии в волне, воспользовавшись сигналом, регистрируемым приемником звукового давления (рис.2). Однако имеющиеся в распоряжении исследователей высокочастотные векторные приемники, измеряют градиент звукового давления, которое с точностью до константы связано с колебательной скоростью известным из акустики соотношением $V(t) \sim -\int \text{grad } P(t) dt$. Численное одновременное интегрирование нескольких коротких импульсных сигналов, регистрируемых ортогональными каналами ВП – задача трудоемкая. Поэтому, не уменьшая общности получаемых результатов, мы заменили операцию численного интегрирования проекций градиента звукового давления, численным дифференцированием зависимости $P(t)$.

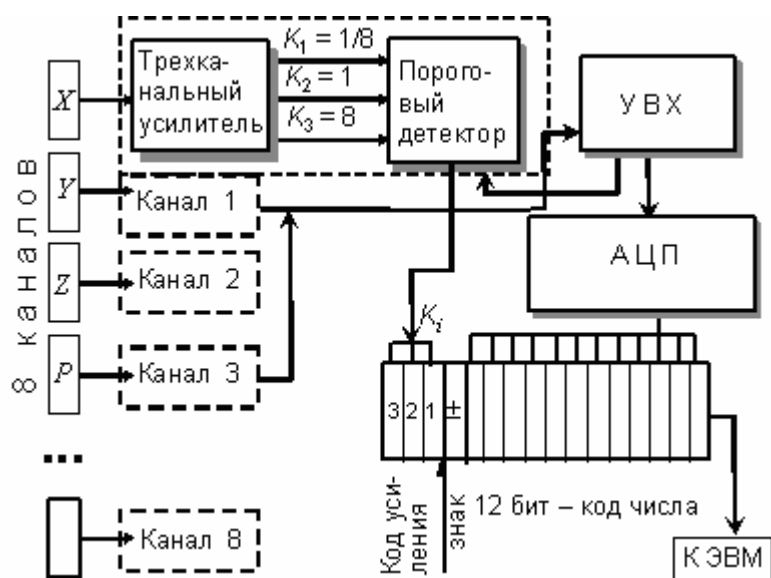


Рис.1. Упрощенная схема реализации цифровой записи сигнала с простым АЦП, но большим динамическим диапазоном.

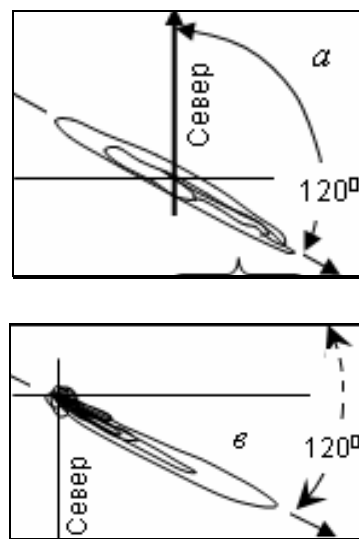


Рис.2. Характерная траектория частиц среды в озере для сигналов геоакустической эмиссии (а) и вектора Умова (б)

В заключение отметим, что наблюдению высокочастотных предвестников может мешать наличие, так называемых зон «неслышимости», существование которых связано с особенностями геологического строения района нахождения эпицентров, а также геологией трассы распространения деформаций от зоны готовящегося землетрясения до пункта наблюдений. Поэтому выбор точек слежения за аномалиями геоакустической эмиссии требует дополнительных исследований. А для уверенной регистрации аномалий сигналов геоакустической эмиссии требуется сеть разнесенных в пространстве приемных станций, работающих в диапазоне частот до 10...11 кГц.

Литература

1. Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Купцов А.В., Маратулец Ю.В., Шевцов Б.М., Рутенко А.Н. Геоакустическая локация областей подготовки землетрясений// ДАН, 2006. Т.406, № 6. С. 669 – 672.
2. Гордиенко В.А., Захаров Л.Н., Ильичев В.И. Векторно-фазовые методы в акустике. – М.: Наука, 1989.– 360 с.
3. Гордиенко В.А., Гончаренко Б.И. Векторно-фазовые методы в низкочастотной аэро- и сейсмоакустике// «Физическая и нелинейная акустика». Сб. трудов сем. научн. школы проф. Красильникова.– М.: Физфак МГУ, 2002.– С.209-229.

Подсекция:
ГАЗОДИНАМИКА, ТЕРМОДИНАМИКА
И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

Сопредседатели
профессор Н.Н. Сысоев, профессор АИ. Осипов,
профессор В.М. Шибков

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ДВУХФАЗНОЙ СТРУИ ПРИ ПОЖАРОТУШЕНИИ

Ст.науч.сотр. *Иванов И.Э.*, профессор *Сысоев Н.Н.*

Важным направлением развития средств пожаротушения, является тушение с помощью специальных порошков. Такие порошки в своей основе представляют мелкодисперсную смесь твердых аммонийных солей. Эффективность тушения порошками обусловлена их одновременным действием по трем механизмам: разрыв образующихся связей радикалов в зоне подготовки горения (между горючим и развитым пламенем); отвод тепла на нагрев частиц порошка и затенение зоны подготовки от теплового излучения развитого пламени; эндотермическое фазовое превращение частиц порошка с отводом тепла и образование инертных газов, снижающих концентрации реагирующих компонентов, экранирующих поступление кислорода из окружающей среды и не поддерживающих горение. Порошок в зону горения может быть доставлен посредством высокоскоростной струи газопорошковой смеси, истекающей из модулей порошкового пожаротушения (МПП). В настоящее время вопросы математического и физического моделирования процессов, протекающих в МПП и тушения очагов пожаров, приобретают особую актуальность. Задача физико-математического описания этих процессов ранее не ставилась и представляется новой и достаточно сложной [1]. Сложность состоит в необходимости описания нестационарных явлений тепло и массопереноса, нестационарного движения газопорошковых смесей с объемным содержанием ж-фазы более 70%. В настоящей работе рассматривается только часть общей задачи – моделирование двухфазных течений в МПП. Решение этой задачи позволит определить основные параметры модуля и характеристики объемного течения газопорошковой смеси в струе.

В настоящей работе в качестве базовой математической модели двухфазной среды выбрана система уравнений, предложенную Drew [2] и доработанную Saurel и Abgrall [3], в которой каждая фаза описывается отдельно своей подсистемой уравнений. Эта математическая модель включает шесть уравнений, полученных из законов сохранения, примененным к каждой фазе, и дополняется седьмым уравнением для эволюции объемной доли. Это уравнение необходимо для замыкания общей системы. Эта модель применима как для смесей, а также для чистых газов. Предполагается, что двухфазный поток состоит из газа (индекс g) и жидкости (индекс l). Система относительно парциальных величин является гиперболической. Гиперболичность является следствием того, что каждая фаза считается сжимаемой. Система состоит из гиперболической части, дополненной членами релаксации давления и членами релаксации скорости для учета меж-

фазного взаимодействия. Члены связанные с релаксацией давления описывают микроскопическое движение среды за волнами давления, а члены, связанные с релаксацией скорости описывают действие сил сопротивления в двухфазной смеси.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial \alpha_g}{\partial t} + V_i \frac{\partial \alpha_g}{\partial x} &= -\mu(P_g - P_l) \\
 \frac{\partial \alpha_g \rho_g}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_g \rho_g u_g}{\partial x} &= 0 \\
 \frac{\partial \alpha_g \rho_g u_g}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_g \rho_g u_g^2 + \alpha_g P_g)}{\partial x} &= P_i \frac{\partial \alpha_g}{\partial x} + \lambda(u_l - u_g) \\
 \frac{\partial \alpha_g \rho_g E_g}{\partial t} + \frac{\partial u_g (\alpha_g \rho_g E_g + \alpha_g P_g)}{\partial x} &= P_i V_i \frac{\partial \alpha_g}{\partial x} + \lambda V_i (u_l - u_g) - \mu P_i (P_g - P_l) \\
 \frac{\partial \alpha_l \rho_l}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_l \rho_l u_l}{\partial x} &= 0 \\
 \frac{\partial \alpha_l \rho_l u_l}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha_l \rho_l u_l^2 + \alpha_l P_l)}{\partial x} &= -P_i \frac{\partial \alpha_g}{\partial x} - \lambda(u_l - u_g) \\
 \frac{\partial \alpha_l \rho_l E_l}{\partial t} + \frac{\partial u_l (\alpha_l \rho_l E_l + \alpha_l P_l)}{\partial x} &= -P_i V_i \frac{\partial \alpha_g}{\partial x} - \lambda V_i (u_l - u_g) + \mu P_i (P_g - P_l)
 \end{aligned} \tag{1}$$

где α_g, α_l – объемные доли газообразной и второй (жидкой или твердой) фазы, $\alpha_g + \alpha_l = 1$. E_k – полная удельная энергия, $E_k = e_k + 1/2 u_k^2$. $k = g, l$, e_k – внутренняя удельная энергия. Давление P_i и скорость V_i представляют собой усредненные величины межфазового давления и скорости по контрольному объему двухфазного течения, содержащему поверхность раздела фаз. Для определения этих величин используются дополнительные замыкающие соотношения: $P_i = \sum \alpha_k P_k$, $V_i = \sum \alpha_k \rho_k u_k / \sum \alpha_k \rho_k$.

Для решения системы (1) использовался метод расщепления по физическим процессам, в соответствии с которым решение получается последовательностью операторов: $U_i^{n+1} = L_s^{\Delta t} L_h^{\Delta t} U_i^n$, где $L_h^{\Delta t}$ обозначает гиперболический оператор, содержащий неконсервативные члены, и $L_s^{\Delta t}$ – оператор интегрирования для правых частей системы (1), содержащих источники члены и члены релаксации.

Таким образом, алгоритм расчета решения на новом временном слое в данном методе состоит из трех шагов: 1. Расчет газодинамического процесса; 2. Расчет релаксации скорости; 3. Расчет релаксации давления.

Газодинамическая часть системы исходных уравнений аппроксимируется по методу С.К.Годунова с приближенным решением задачи о распаде произвольного разрыва (Задачи Римана) по методу HLL [4].

С помощью разработанного алгоритма проведено исследование большого количества двухфазных течений с большим объемным содержанием второй фазы, например проведено моделирование некоторых физических экспериментов с двухфазными течениями.

Численное моделирование эксперимента [5]. Рассматривается вертикальная ударная труба, заполненная воздухом при нормальных условиях (рис. 1а). На высоте ($x_0 = 0,19\text{м}$) расположена область толщиной 2 см, заполненная твердыми шариками нейлона диаметром 2 мм. Плотность нейлона $\rho = 1050\text{кг/м}^3$. Упаковка шариков такова, что объемная доля воздуха в засыпке 0.35, параметры невозмущенного воздуха соответствуют нормальным условиям. Снизу вверх движется ударная волна $M=1.3$. В начальный момент времени фронт ударной волны имеет координату $x=0$.

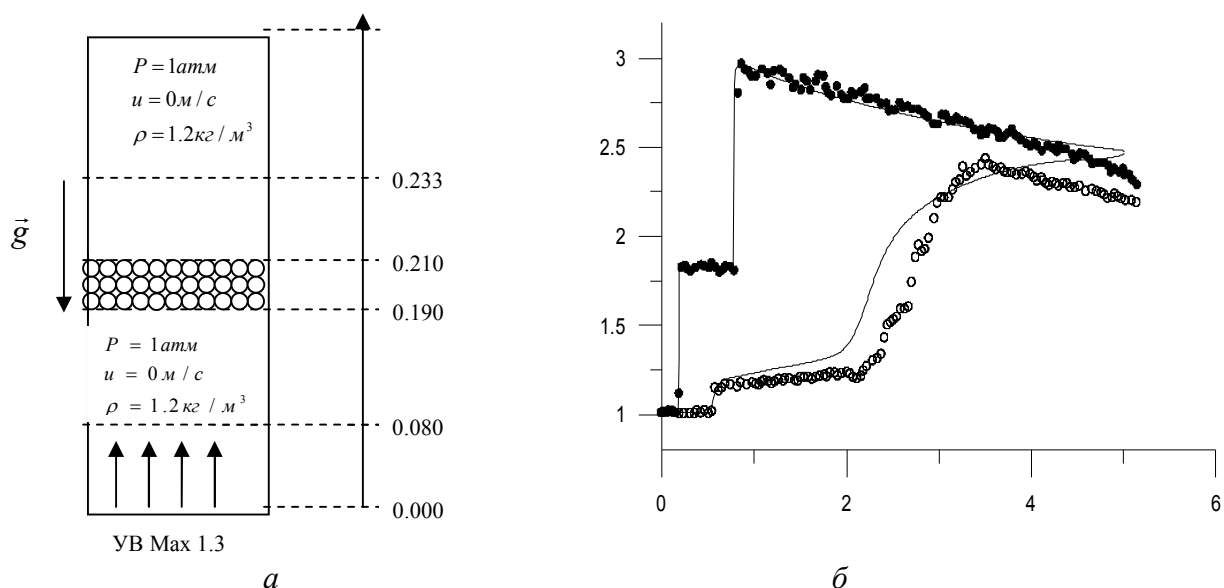


Рис. 1 а) Схема эксперимента Rogue [5], б) Сравнение экспериментальных [5] (символы) и расчетных (сплошные линии) распределений значений давления (атм) на датчиках в зависимости от времени (мс). (● – показания в первом датчике давления, ○ – во втором)

Падающая ударная волна взаимодействует с границей раздела (контактный разрыв с начальной нулевой скоростью) отделяющей область “чистого” газа и область засыпки шариков (пористая среда). В результате взаимодействия образуется отраженная ударная волна, которая движется навстречу потоку к входному сечению, и проходящая волна, которая вначале движется по двухфазной области (пористой среде), а затем выходит в область “чистого” газа. Сила вязкого сопротивления рассчитывалась по

формуле $F_d = \lambda_d(u_l - u_g)$, где $\lambda_d = \frac{3}{4} C_d \frac{\rho_g}{d_s} (1 - \alpha_g) |u_g - u_l|$, $C_d = 0,6$, d_s

– диаметр частиц.

Сравнение результатов расчетов проведенных на разностной сетке из 1000 ячеек и результатов экспериментов [5] представлены на рис. 1б.

Литература

1. Р.И. Нигматулин «Динамика многофазных сред» (1987).
2. D.A.Drew, Mathematical modeling of two-phase flows, Annu.Rev. Fluid Mech (1983).
3. R.Abgrall, R.Saurel Discrete equations for physical and numerical compressible multiphase mixtures, J. Comput. Phys., Vol. 186, 2003, pp.361-396.
4. A.Harten, P.D.Lax, and B. van Leer, On upstream differencing and Godunov type schemes for hyperbolic conservation laws, SIAM Rev.25 (1983)
5. X. Rogue, G. Rodriguez, J.F. Haas, and R. Saurel, Experimental and numerical investigation of the shock-induced fluidization of the a particle bed, Shock Waves 8, 29-45 (1998).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА С РАЗРЫВАМИ

Профессор *Знаменская И.А.*

Импульсные процессы в газовой динамике связаны с образованием, распространением, взаимодействием, разрывов. Ввод энергии в поток на основе инициирования сильноточного объемного разряда сопровождается: 1. ионизацией газовой среды с последующей релаксацией возбужденных состояний; 2. образованием и распространением в потоке дополнительных газодинамических разрывов и возмущений, в частности, на границе области ионизации (энерговложения). Результатом быстропротекающего нестационарного процесса взаимодействия разряда наносекундной длительности и газодинамического сверхзвукового потока является изменение поля газодинамических параметров течения с одной стороны, и перераспределение тока объемного разряда в неоднородном объеме с разрывами – с другой.

Экспериментальные исследования импульсной объемной ионизации газодинамических течений в ударной трубе позволили моделировать про-

пространственный однородный и неоднородный энерговклад в различные типы течений в канале. Использовался разряд с предиионизацией ультрафиолетовым излучением от плазменных листов, инициировавшийся в поперечном потоке газа с разрывами. Инициирование этого разряда в канале ударной трубы прямоугольного сечения позволяет равномерно ионизовать участок однородного газодинамического потока размером 100x24x48 мм в межэлектродной области на время менее 200 нс. На границах этой области импульсного энерговклада в потоке реализуются условия распада разрыва; возникающие при этом плоские возмущения сносятся потоком. При инициировании разряда на различных стадиях нестационарных газодинамических процессов происходит перераспределение плазмы импульсного объемного разряда в потоке; исследованы некоторые особенности возникающих при этом течений газа с разрывами.

1. Плоская задача распада разрыва. Если в области разрядного промежутка в момент инициирования разряда двигалась плоская ударная волна, условия распада разрыва возникают на границе области энерговклада и на фронте ударной волны, т.к. разряд горит только между ударной волной и границей разрядного промежутка (самолокализуется в область низкой плотности). При этом в области фронта исходной ударной волны реализуется распад разрыва на границе газ – плазма в присутствии поперечных возмущений, распространяющихся от плазменных листов [1]. Исходная ударная волна распадается на серию разрывов, в том числе – неустойчивых тангенциальных разрывов. Теневые изображения и расчет продемонстрировали наличие стадии, характеризующейся слоистой формой проходящей ударной волны. Энергия разряда идет на увеличение внутренней энергии газа в области, ограниченной двумя тангенциальными разрывами. Численное моделирование показало возможность создания условий экспериментального бездиафрагменного моделирования неустойчивости Рихтмайера-Мешкова на основе исследованного явления.

2. Сложные нестационарные пространственные течения. При ионизации объемным импульсным разрядом (исходно однородным) участка газодинамического течения, включающего разрывы, неоднородности, волны сжатия и разрежения, вихри, происходит перераспределение потока плазмы разряда, локализация энерговклада. Неоднородности поля плотности течения газа приводят к увеличению значения E/ρ в различных участках газодинамического потока в зонах локального снижения плотности. При этом могут возникнуть условия локального пробоя. В областях существенного повышения значений E/ρ образуются сильноточные зоны, в которые перераспределяется энергия из близлежащих зон объемного разряда. Перераспределение плазмы объемного разряда в поле газодинамического течения, определяется, кроме того – формированием эффективных плазменных электродов в потоке, возникновением локальных условий пробоя,

неоднородностями в пограничном слое, вызывающими неоднородности УФ подсветки при свечении плазменного листа в структурированном пограничном слое. Таким образом, регистрация поля свечения плазмы разряда позволяет получить картину течения [2] (визуализация поля течения) а также зафиксировать особенности развития локальных электрических пробоев в газе с достаточно хорошо известным полем термодинамических параметров [3]. При этом импульсный повышенный энерговклад в участки течения с пониженной плотностью приводит к возникновению вторичных множественных возмущений.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы №9 Президиума РАН и гранта РФФИ 05-08-50247.

Литература

1. Знаменская И.А., Коротеев Д.А., Попов Н.А. Наносекундный сильноточный разряд в сверхзвуковом потоке газа. Теплофизика высоких температур, 2005, Т 43, № 5.
2. Знаменская И.А., Иванов И.Э., Крюков И.А., Кули-Заде Т.А. Самолокализация энерговклада при импульсной ионизации сверхзвукового течения. Известия РАН. Механика жидкости и газа. №3, 2005.
3. Borovikov S.N., Ivanov I.E., Gulu-Zade T.A., Kryukov I.A. I.A. Znamenskaya. Computer and Discharge Visualization of Flow Behind Wedge after Shock Wave Diffraction. Proceedings of PSFVIP-4 2003, Chamonix, France. 4057.

НАНОСЕКУНДНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ЛИСТ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Ст. науч. сотр. *Мурсенкова И.В.*

Изучение физических механизмов влияния плазмы на газодинамическое течение относится к фундаментальным исследованиям плазменной газодинамики. В практических приложениях исследование взаимодействия плазмы с высокоскоростными потоками газа связано с задачами плазменной аэродинамики, физики лазеров, плазмохимии [1,2].

Разнообразие форм и условий организации газового разряда делает газоразрядную плазму удобным объектом для воздействия на газодинамическое течение. Актуальным в таких исследованиях остается нахождение оптимальных режимов развития разряда в потоке газа, определение величины энерговклада, анализ кинетических процессов в плазме разряда, изу-

чение влияния разряда на параметры пограничного слоя, трение, теплообмен.

Воздействие на сверхзвуковой поток может осуществляться путем организации квазистационарного, импульсно-периодического или импульсного разряда вблизи обтекаемой поверхности [3-5]. Преимущества использования импульсного сильноточного поверхностного скользящего разряда (плазменного листа) в потоке газа – высокий уровень энерговклада и быстрый нагрев газа за счет эффективного вложения энергии во внутренние степени свободы молекул. Разряды такого типа используются для предыонизации разрядного объема и в качестве плазменных электродов в газоразрядных и эксимерных лазерах [6].

Инициирование плазменного листа (однородного плазменного образования значительной протяженности) в сверхзвуковом потоке дает возможность моделировать импульсный поверхностный энерговклад в области пограничного слоя [7]. Разряд развивается в тонком приповерхностном слое газа на границе раздела газ – диэлектрик и характеризуется высокими значениями напряжения и тока в разрядном контуре (при длительности разряда существенно меньшей характерных газодинамических времен). Импульсный ввод энергии в поток приводит к нестационарному газодинамическому процессу с образованием разрывов и движением возмущенной энерговложением области.

Эксперименты проводились на ударной трубе с разрядной секцией, описанной в [5, 7]. Скользящие поверхностные разряды (плазменные листы) площадью $30 \times 10 \text{ см}^2$ инициировались на двух стенках разрядной камеры на расстоянии 24 мм друг от друга. К разрядному промежутку прикладывалось импульсное напряжение 30 кВ, ток разряда в экспериментах достигал ~ 1 кА. Основной энерговклад в разряд происходил за время ~ 200 нс, его величина составляла 0.2 Дж/см^3 (до 5 эВ на частицу) в приповерхностный слой газа. Разряды инициировались в неподвижном воздухе и в потоке за плоской ударной волной при плотности $0.08\text{-}0.40 \text{ кг/м}^3$, скорости до 1200 м/с, числах Маха потока до 1,6.

Поле течения после инициирования разряда исследовалось теневым методом. Регистрировались осциллограммы тока и свечение скользящего поверхностного разряда в различных направлениях; временем экспозиции являлось время свечения разряда. При инициировании разряда в потоке за ударной волной процессы синхронизировались с помощью сигналов от пьезоэлектрических датчиков давления в канале ударной трубы.

Анализ преобразования энергии разряда в тепло, проведенный на основе исследования движения газодинамических возмущений из зоны разряда, показал, что около 40% энергии переходит в тепловую энергию в приповерхностном слое газа за время менее 1 мкс [5, 7].

Характер свечения плазмы разряда зависел от плотности воздуха и скорости потока. Интегральное свечение плазменных листов в неподвижном воздухе было достаточно однородным с отдельными ярко светящимися каналами. Свечение плазменного слоя в поперечном (к направлению распространения каналов разряда) сверхзвуковом потоке воздуха с числом Маха 0.8-1.6 имело более диффузное распределение. Наблюдались отклонение свечения плазменных каналов от прямолинейного и различия в структуре свечения плазмы разряда в ламинарном и турбулентном пограничном слое. Толщина диффузного плазменного слоя определялась по профилям интенсивности свечения плазмы разряда. В отсутствии потока толщина плазменного слоя уменьшалась от 0.8 до 0.4 мм при повышении давления от 20 до 200 Торр. В потоке толщина слоя плазмы оставалась практически постоянной в исследованном диапазоне параметров (рис.1) [7].

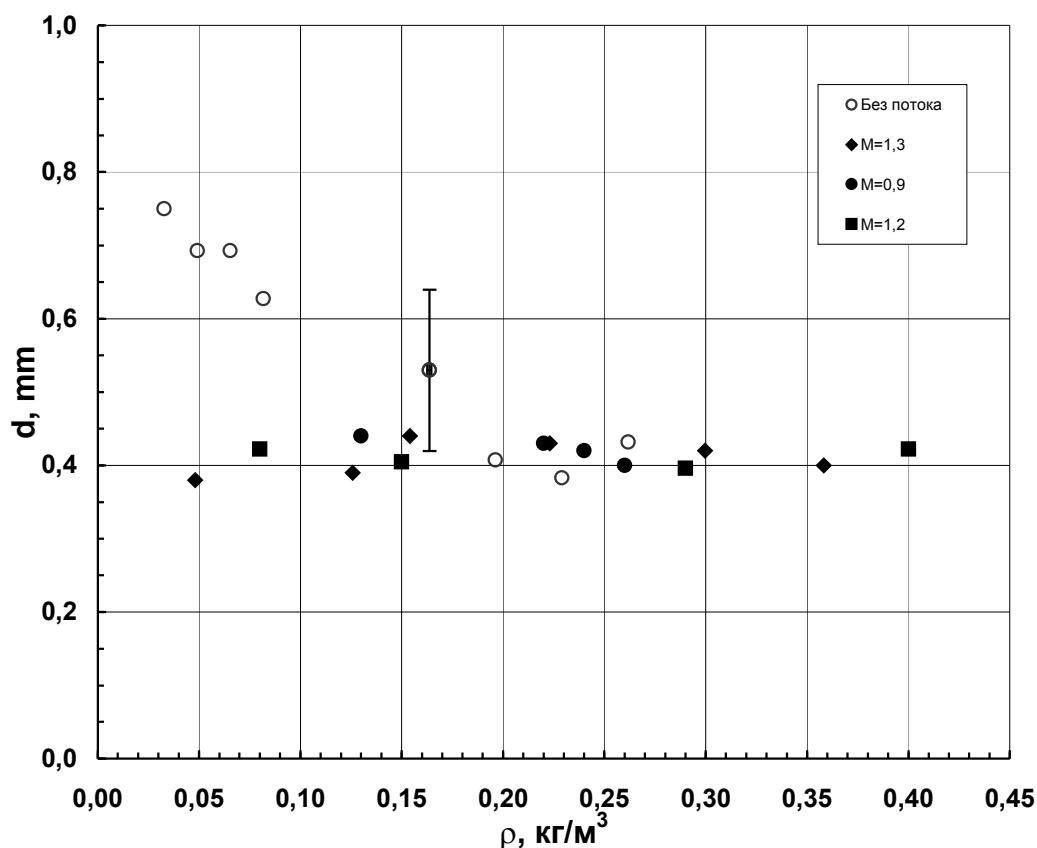


Рис. 1

Измерения времен свечения плазменного листа по ЭОП-разверткам показали, что свечение ярких каналов разряда продолжается в течение нескольких микросекунд после прекращения тока разряда. Обработка изображений свечения плазменного листа в потоке показала, что высвечивание ярких каналов может достигать десятков микросекунд и зависит от

плотности. Очевидно, динамика свечения плазменного листа в потоке (как и нагрев приповерхностного слоя газа) связаны с кинетикой газоразрядных процессов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 09 «Исследование вещества в экстремальных условиях», раздел 2 и гранта РФФИ 06-08-01301-а.

Литература

1. Кузьмин Г.П., Минаев И.М., Рухадзе А.А.// ТВТ, 2002. Т. 40, № 3, с. 515.
2. Аксенов В.С., Голуб В.В., Губин С.А. и др.// Письма в ЖТФ, 2004. Т. 30. Вып. 20. С. 62.
3. Ларин О.Б., Левин В.А. // ПМТФ. 2001. Т. 42. № 1. С. 147.
4. Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В // ЖТФ, 2005. Т. 75. № 4. С. 67.
5. Знаменская И.А., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В.// Письма в ЖТФ, 2004. Т. 30. Вып. 24. С. 38.
6. Карлов Н.В., Кузьмин Г.П., Прохоров А.М.// Известия АН СССР, сер. Физическая, 1984. Т. 48, № 7. С. 1430-1436.
7. Знаменская И.А., Латфуллин Д.Ф., Луцкий А.Е., Мурсенкова И.В., Сысоев Н.Н. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып.5. С. 76.

ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН В ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ И РАЗРЯДАХ

Профессор *Уваров А.В.*, профессор *Осинов А.И.*

В открытых системах накачка энергии и теплоотвод одинаково важны при формировании стационарного состояния. Однако при изучении лазеров и разрядов основное внимание обычно уделяется исследованию накачки энергии, а теплоотвод исследуется упрощенно, с использованием самых простых моделей. Даже терминология, сложившаяся в этой области, исключает те способы теплоотвода, которые реально могут возникать в системе. Так, термин «конвективный теплоотвод» применяется для описания проточных систем, в то время как для покоящейся среды, где конвекция играет важную роль, используется термин «диффузионный теплоотвод». Анализ реальных чисел Рэлея для разрядов показывает, что естественная конвекция во многих случаях существенным образом меняет теплоотвод на стенки, а, значит, и весь стационарный профиль параметров [1].

Хорошо известно, что наилучшие параметры активной среды в лазерах и разрядах достигаются только при достаточно низкой поступательной температуре, поэтому температура оказывается важнейшим параметром, ограничивающим мощность и формирующим всю структуру разряда.

В работе рассмотрены несколько примеров, иллюстрирующих важность конвекции в процессах теплообмена в газовых лазерах и разрядах.

В качестве первого примера рассчитана модель коаксиального лазера с равномерным нагревом пространства между коаксиальными цилиндрами [2]. При отсутствии конвекции очевидно, что дополнительный теплоотвод в центре снижает максимальную температуру, однако при реализации этой схемы на практике оказалось, что разряд горит плохо. В работе показано, что это связано с конвекцией. Оказывается, что центральный цилиндр препятствует развитию конвекции и при достаточно больших числах Рэлея простой цилиндр оказывается эффективнее коаксиального.

Накачка энергии может приводить к тепловому взрыву, причем влияние естественной конвекции в наибольшей степени сказывается именно в точке теплового взрыва. Граница теплового взрыва под влиянием конвекции существенно сдвигается в область больших энерговкладов.

В качестве второго примера рассчитана максимальная температура в положительном столбе тлеющего разряда. Показано, что без учета конвекции температура в ряде случаев оказывается аномально большой, однако учет конвекции приводит к разумным параметрам системы. Отметим, что конвекция меняет не только поступательную температуру, но и концентрацию электронов, особенно в диффузионном режиме, поскольку за счет конвекции осуществляется ускоренный перенос ионизованного газа к стенкам, где происходит рекомбинация. То есть меняется не только эффективный коэффициент теплопроводности, но и эффективный коэффициент амбиполярной диффузии.

Следующий пример связан с расчетом устойчивости проточной системы. Такая система обеспечивает теплоотвод, за счет вывода нагретого газа из зоны реакции. Этот пример интересен тем, что обычный механизм тепловой неустойчивости в данной системе не реализуется из-за уноса нагретого газа из зоны реакции. Кроме того, невозможны и стационарные режимы с другими параметрами, как это происходит в покоящейся неравновесной среде. Однако неустойчивость в таких системах возможна и возникает она именно за счет действия гидродинамических факторов. Генерация возмущений возникает в результате обратной связи, а обратная связь в проточной системе обязана отраженным акустическим волнам в градиентной среде в направлении против потока. Интересно отметить, что рассматриваемая система резко отличается от волны горения, потому что реальная скорость потока существенно больше скорости волн горения, поэтому влияние процессов теплопроводности оказывается несущественным. По

этой причине рассматриваемая система очень похожа на релаксационные зоны за фронтом детонационных волн, однако граничные условия и параметры самого потока существенно отличаются. Устойчивость таких систем определяется двумя факторами – неравновесными свойствами среды, приводящими к усилению малых возмущений и градиентами гидродинамических параметров, приводящих к возникновению полного набора гидродинамических мод – звуковых, тепловых и вихревых возмущений. При таком подходе получают естественные объяснения и экспериментальные результаты по исследованию турбулизации потока. Оказывается, что вихревые волны, генерируемые на входе проточной системы, при взаимодействии с неравновесным неоднородным газом, создают и тепловые возмущения, которые и представляют наибольшую опасность с точки зрения развития неустойчивости [3].

Литература

1. Осипов А.И., Уваров А.В. // Квантовая электроника, 2005, т.35, с.123-127.
2. Roschina N.A., Uvarov A.V., Osipov A.I. // Int.J.Heat mass transfer, 2005, v.48, p.4518-4525.
3. Мукин Р.В., Осипов А.И., Уваров А.В. // ПМТФ, 2005, N3, с.13-16.

ПОВЕРХНОСТНЫЙ СВЧ РАЗРЯД В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА

Доцент *Шибкова Л.В.*, профессор *Александров А.Ф.*,
доцент *Ершов А.П.*, доцент *Черников В.А.*

Для поиска оптимальных способов создания неравновесной плазмы в сверхзвуковом потоке газа нами был предложен и детально исследован новый тип сверхвысокочастотного разряда, а именно, микроволновый разряд, который создается поверхностной волной на диэлектрическом теле, обтекаемом сверхзвуковым потоком воздуха [1-9]. Известно, что при создании СВЧ разряда внутри заполненной газом трубки с диэлектрическими стенками, подводимая к системе электромагнитная энергия трансформируется в поверхностную волну. В этом случае возникает самосогласованная система, когда для существования поверхностной волны необходима плазменная среда, создаваемая самой поверхностной волной. При этом волна распространяется в пространстве до тех пор, пока ее энергия достаточна для создания плазмы с концентрацией электронов не меньше, чем критическая концентрация n_{ec} . За границу области пространства, где концентрация электронов уменьшается до значения n_{ec} , поверхностная волна не проникает и

поверхностный разряд в этих местах не существует. Данный способ создания плазмы и устройство для ее создания называются сурфатроном. Этот способ достаточно подробно исследован и широко используется, например, в плазмохимии. В этом случае мы имеем систему плазма-диэлектрик-свободное пространство, т.е. внутри разрядной трубки, заполненной газом при пониженном давлении, существует создаваемая поверхностной волной плазма, ограниченная стенками диэлектрической трубки, разделяющими плазму и окружающее разрядную трубку свободное пространство. В данной работе предлагается вывернуть рассмотренную выше систему наизнанку. В этом случае внутри располагается диэлектрик, на поверхности которого создается плазма, существование которой поддерживается поверхностной СВЧ волной.

В работе исследован микроволновый разряд, создаваемый поверхностной волной на диэлектрическом теле, обтекаемом сверхзвуковым потоком воздуха. Экспериментальная установка включает в себя вакуумную камеру, магнетронный генератор, систему для ввода СВЧ энергии в камеру, систему для создания сверхзвукового потока и диагностическую систему. Для создания воздушного сверхзвукового потока с заданным числом Маха использовался электромеханический клапан, на выходной трубке которого размещалось профилированное сопло Лавалья. В качестве источника СВЧ излучения использовался импульсный магнетронный генератор сантиметрового диапазона длин волн. Магнетронный генератор мог работать либо в однократном режиме, либо в режиме частых посылок СВЧ импульсов. Магнетрон имел следующие характеристики: длина волны $\lambda=2,4$ см; отдаваемая в тракт импульсная СВЧ мощность $W < 100$ кВт; длительность импульсов $\tau=1-200$ мкс; частота повторения импульсов $f=1-100$ Гц, скважность в режиме повторяющихся импульсов $Q=1000$; при этом средняя мощность не превышала 100 Вт. Экспериментальные исследования проводились в широком диапазоне давлений воздуха от 1 мТор до 1 атм.

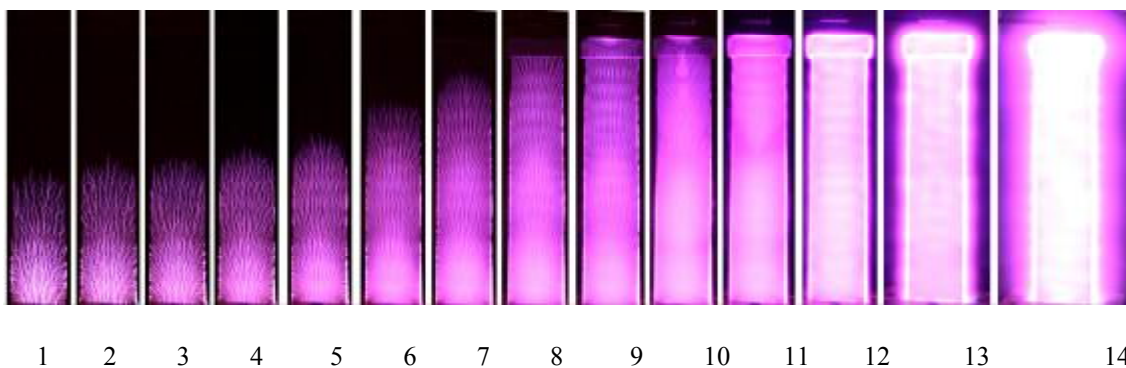


Рис. 1. Общий вид поверхностного СВЧ разряда при различных давлениях воздуха p , Тор: 1 – 750, 2 – 600, 3 – 500, 4 – 400, 5 – 300, 6 – 200, 7 – 150, 8 – 100, 9 – 75, 10 – 50, 11 – 30, 12 – 10, 13 – 1, 14 – 0,4

На рис. 1 представлен общий вид поверхностного СВЧ разряда при различных давлениях воздуха. При низких давлениях воздуха поперечные размеры разряда велики и превышают поперечные размеры антенны. При средних давлениях разряд представляет собой тонкий плазменный слой, равномерно покрывающий внешнюю поверхность антенны. При давлениях воздуха больше 100 Тор разряд состоит из системы тонких плазменных каналов. Поперечные размеры каналов с повышением давления уменьшаются и при атмосферном давлении достигают величины 0,1–0,2 мм.

Импульсная мощность, необходимая для создания поверхностного разряда в широком диапазоне давлений воздуха 10^{-3} – 10^3 Тор, не превышает величины 10^2 кВт. Показано, что электрическое поле локализовано в приповерхностном слое толщиной ~ 1 мм. Большое значение приведенного электрического поля $E/n=100$ – 500 Td ведет к эффективному вкладу энергии в плазму, то есть к быстрому нагреву газа и эффективной наработке активных и заряженных частиц. Экспериментально показано, что скорость распространения сверхвысокочастотного разряда вдоль поверхности диэлектрической антенны максимальна в начальной стадии импульса и растет с увеличением подводимой мощности. Волна пробоя определяет скорость распространения поверхностного разряда в первые моменты его возникновения ($t=1$ – 3 мкс). Амбиполярная диффузия ответственна за механизм распространения разряда в стадии его развития ($t=3$ – 100 мкс), тогда как механизм медленного горения возможен только на стационарной стадии существования разряда ($t>100$ мкс). В условиях эксперимента скорость распространения разряда может достигать величины 100 км/с, что на несколько порядков величины превышает скорость звука в воздухе. Температура газ достигает 1000–2000 К, а на начальной стадии формирования поверхностного разряда наблюдается быстрый нагрев воздуха со скоростью ~ 50 К/мкс. Данный тип разряда может найти практическое применение как в сверх- и гиперзвуковой плазменной аэродинамике (управление потоком вблизи поверхности тела, движущегося в плотных слоях атмосферы, снижение поверхностного трения, оптимизация условий воспламенения и горения сверхзвуковых потоков газообразного топлива, и т.п.), так и для создания новых источников плазмы для целей микро- и нанoeлектроники (плазменная обработка поверхности, травление, осаждение пленок и нанесение покрытий, для целей нанотехнологий).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-02-16532).

Литература

1. Шибков В.М., Виноградов Д.А., Восканян А.В. и др. Поверхностный СВЧ-разряд в сверхзвуковом потоке воздуха. //Вестник Московского

- Университета. Серия 3. Физика, астрономия, 2000, т.41, №6, с.64-66.
2. Shibkov V.M., Chernikov A.V., Chernikov V.A., et al. In book "Microwave discharges: Fundamentals and applications". M.: Yanus-K, Russia, 2001, p.145-153
 3. Shibkov V.M., Chernikov V.A., Dvinin S.A., et al. //15th International Symposium on Plasma Chemistry. Volume I. Oral Contributions. 9-10 July, 2001, France, p.179-184.
 4. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П. и др. Воспламенение сверхзвукового потока углеводородного топлива с помощью сверхвысокочастотных разрядов. //Вестник московского университета, Серия 3. Физика. Астрономия. 2004, №5, с.67-69.
 5. Шибков В.М., Ершов А.П., Черников В.А., Шибкова Л.В. Сверхвысокочастотный разряд на поверхности диэлектрической антенны. //Журнал технической физики, 2005, т.75, №4, с.67-73.
 6. Шибков В.М., Двинин С.А., Ершов А.П., Шибкова Л.В. Механизмы распространения поверхностного сверхвысокочастотного разряда. //Журнал технической физики, 2005, т.75, №4, с.74-79.
 7. Шибков В.М., Александров А.Ф., Ершов А.П., Тимофеев И.Б., Черников В.А., Шибкова Л.В. Свободно локализованный сверхвысокочастотный разряд в сверхзвуковом потоке газа. //Физика плазмы, 2005, т31, №9, с.857-864.
 8. С.А.Двинин, В.М.Шибков, В.В.Михеев. К теории сверхвысокочастотного разряда на поверхности диэлектрической антенны. //Физика плазмы, 2006, т.32, №7, с.654-665.
 9. Шибков В.М., С.А.Двинин, А.П.Ершов, Р.С.Константиновский, О.С.Сурконт, В.А.Черников, Шибкова Л.В. Поверхностный сверхвысокочастотный разряд в воздухе. //Физика плазмы, 2007, т.33, №1, с.7

ГЕНЕРАЦИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ

Профессор *Шибков В.М.*, аспирант *Логунов А.А.*, доцент *Шибкова Л.В.*

В работе исследованы газодинамические возмущения, возникающие в условиях импульсного поверхностного СВЧ разряда при высоких ($p=30-750$ Тор) давлениях воздуха. Используемая нами система подвода энергии (металлический волновод – диэлектрическая кварцевая антенна прямоугольного сечения 9×18 мм и длиной 100 мм) позволяет создавать разряд на поверхности антенны при импульсной СВЧ мощности 10-100 кВт.

На рис. 1. представлен общий вид поверхностного СВЧ разряда при атмосферном давлении воздуха. Разряд при высоких давлениях представляет собой сложную систему, состоящую из тонких ветвящихся плазменных каналов, диаметром от 0,1 мм до 1 мм в зависимости от давления газа, длительности воздействия и подводимой СВЧ мощности. Так как в условиях поверхностного СВЧ разряда электрическое поле локализовано в тонком слое ($h \sim 1$ мм) вблизи поверхности антенны, то газ в приповерхностных областях быстро нагревается. Это должно приводить к тепловому взрыву вблизи поверхности антенны. Поэтому формирование разряда должно сопровождаться генерацией ударных волн, а на поздних стадиях в области существования разряда должна образовываться зона пониженной плотности нейтрального газа (каверна).



Рис. 1

Для подтверждения этого факта было проведено теневое фотографирование разряда. Кроме этого использовались рефракционные датчики, работающие на принципе отклонения лазерного луча на скачках плотности нейтрального газа. Исследование с помощью теневого метода процесса формирования СВЧ разряда на внешней поверхности диэлектрического тела при давлении воздуха больше $p=30$ Тор выявило, что при импульсном включении СВЧ энергии на начальной стадии развития разряда происходит генерация ударной волны. Теневые фотографии фиксировались при различных задержках импульса лампы вспышки относительно переднего фронта СВЧ импульса. Эволюция ударной волны, генерируемой поверхностным СВЧ разрядом, представлена на рис. 2. Видно, как при пробое и появлении поверхностного СВЧ разряда на антенне в области подвода энергии происходит генерация ударной волны. Из-за распространения разряда вдоль антенны генерация ударной волны последовательно происходит и в соседних областях. Видно также, что спустя некоторое время около поверхности антенны формируется каверна, а после окончания разряда наблюдается ее турбулизация и к моменту времени $t \sim 50$ мс после окончания СВЧ импульса восстанавливается однородное невозмущенное состояние газа.

При коротких ($\tau < 15$ мкс) длительностях СВЧ импульса и малых ($W < 60$ кВт) подводимых мощностях происходит генерация цуга слабых ударных волн. На рис. 3 приведены сигналы, регистрируемые рефракционным датчиком, в условиях генерации нескольких последовательных ударных волн. Из рис. 3 видно, что на расстояниях 1-2 см от антенны скорость УВ равна 420 см/с, а на расстоянии $y=50$ см $v_{УВ} = 330$ м/с. При давлении 40 Тор вблизи антенны скорость ударной волны может достигать 1100 м/с (см. рис. 4) на начальных стадиях образования разряда, тогда как на поздних стадиях эта скорость уменьшается до 370 м/с.

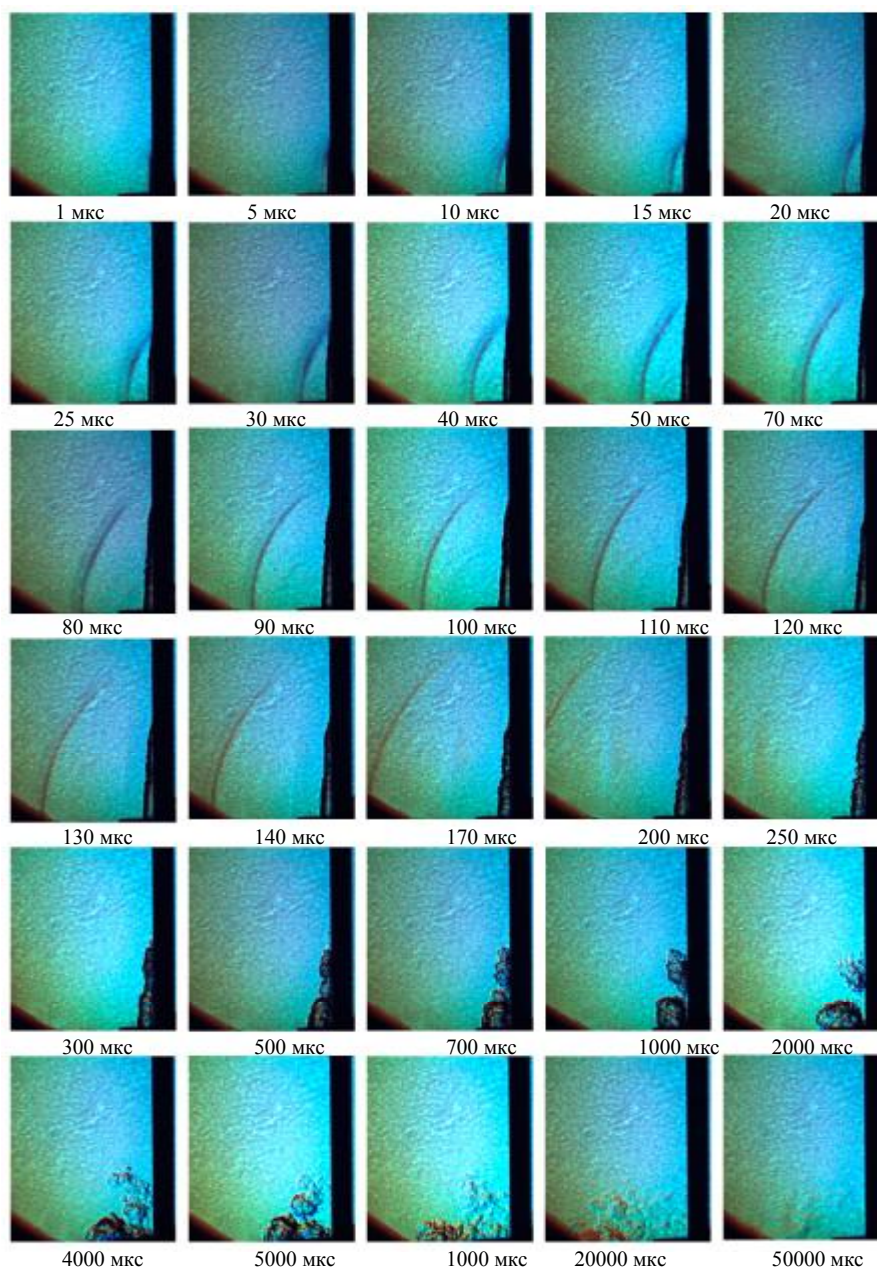


Рис. 2. Динамика газодинамических возмущений в окрестности поверхностного СВЧ разряда на диэлектрической антенне при давлении воздуха $p = 1$ атм, длительности СВЧ импульса $\tau = 100$ мкс, импульсной СВЧ мощности $W_{им} = 55$ кВт

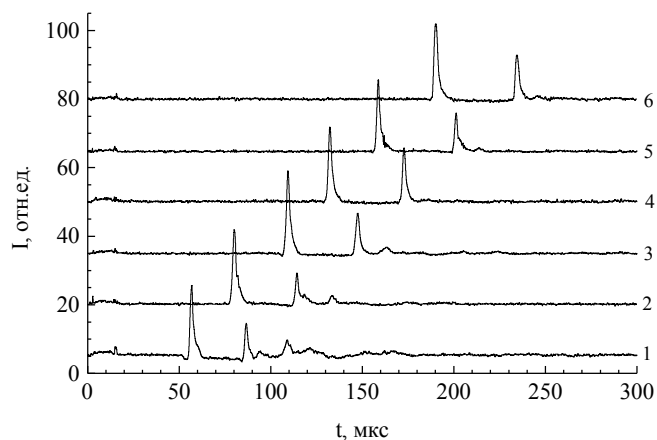


Рис. 3. Сигнал с рефракционного датчика, расположенного на различных расстояниях от поверхности антенны y , мм: 1 – 20, 2 – 30, 3 – 40, 4 – 50, 5 – 60, 6 – 70, на которой создается поверхностный СВЧ разряд при $p = 1$ атм, $z = 1,5$ см, $W = 55$ кВт, $\tau = 9$ мкс

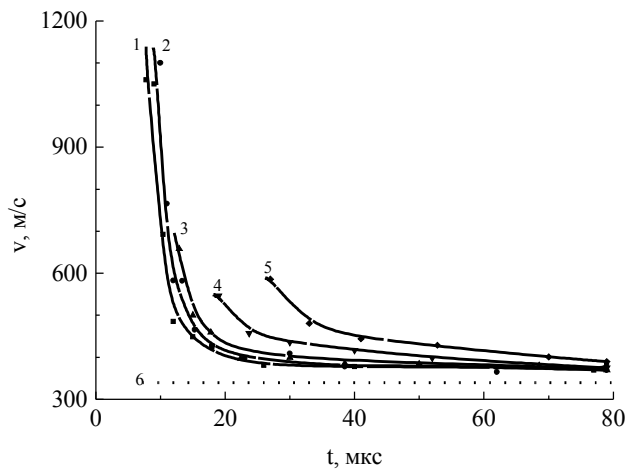


Рис. 4. Временная зависимость скорости фронта ударной волны при $p = 40$ Тор и различных продольных координатах z , см: 1-1; 2-3; 3-5; 4-6; 5-7. (пунктирная линия (6) – скорость звука)

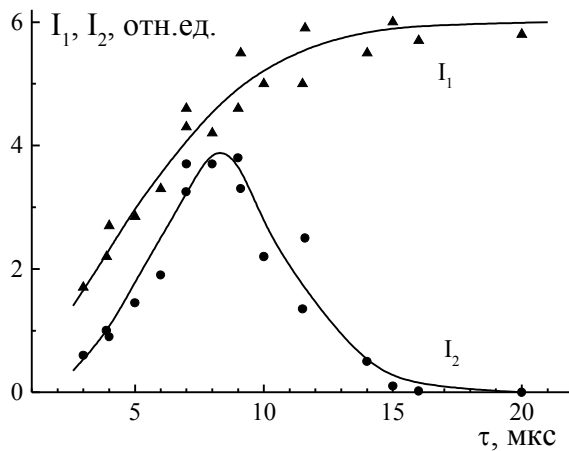


Рис. 5. Зависимости от длительности СВЧ импульса интенсивностей рефракционного сигнала от первой (I_1 – треугольники) и второй (I_2 – точки) ударных волн, фиксируемых на расстоянии $y = 50$ мм от поверхности антенны, на которой создается поверхностный СВЧ разряд при $p = 750$ Тор, $W = 55$ кВт

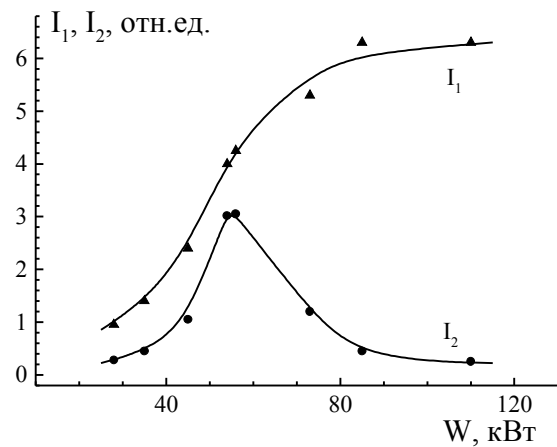


Рис. 6. Зависимости от импульсной СВЧ мощности интенсивностей рефракционного сигнала от первой (I_1 – треугольники) и второй (I_2 – точки) ударных волн, фиксируемых на расстоянии $y = 50$ мм от поверхности антенны, на которой создается поверхностный СВЧ разряд при $p = 750$ Тор, $\tau = 9$ мкс

С увеличением длительности и мощности СВЧ импульса интенсивность первой ударной волны увеличивается, а второй резко уменьшается (см. рис. 5,6), что связано с нагревом газа и уменьшением колебательно-поступательной неравновесности.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05-02-16532).

ЗАЖИГАНИЕ ВОЗДУШНО-ПРОПАНОВОЙ СМЕСИ СТРУЕЙ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ

Инженер *Каменщиков С.А.*, аспирант *Логунов А.А.*, доцент *Черников В.А.*

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований возможности зажигания воздушно-пропановой топливной смеси при помощи плазмы, созданной импульсным магнитоплазменным компрессором (МПК) [1,2]. Эксперименты проводились в канале с соплом Лаваля, рассчитанном на число Маха $M = 2$.

Экспериментальная установка состоит из следующих частей: аэродинамический канал, система создания начального давления в канале, система ввода топлива, секция размещения генератора плазмы, блок синхронизации, диагностический комплекс. Для создания плазменной струи использовался импульсный плазмотрон (МПК). Длительность первого квазипериода импульса была 70 мкс, напряжение на накопительном конденсаторе до 5 кВ, максимальное значение разрядного тока до 30 кА.

Для регистрации горения воздушно-пропановой смеси в сверхзвуковом потоке использовалась система тензометрических датчиков статического давления, расположенных по всей длине канала ($L \approx 150$ см), в секции подачи смеси и у входа в вакуумную камеру, спектрометр, скоростная фотокамера, два фотоумножителя и система определения рефракции зондирующего лазерного луча на градиентах плотности в потоке.

Скоростные фотографии импульсного разряда показали, что сверхзвуковой поток в канале практически не влияет на характер распространения плазменной струи, созданной МПК. Это объясняется тем, что скорость движения плазмы (до 1.5 км/с) значительно превышает скорость потока (~500 м/с).

На рис. 1 приведены примеры типичных сигналов с датчиков давления соответственно для случая воздушного потока (рис.1-а) и для случая потока воздушно-пропановой смеси (рис.1-б).

Генератор импульсной плазмы находился в области размещения 11 датчика, 7 – датчик размещен на выходе сверхзвукового сопла, 8 и 9 – в изоляторе, а 12,13,14,15,16 датчики расположены в различных секциях канала по направлению потока.

Из сопоставления сигналов на рис. 2-а и рис. 2-б видно, что при добавлении пропана в сверхзвуковой поток давление в период разряда резко возрастает (примерно в 5 раз). Отметим, что в область сверхзвукового сопла волна не распространяется. Приведенные сигналы с датчиков, показаны во временном масштабе 1:200. На рис. 2-а показаны те же сигналы, но в масштабе 1:5. На этом рисунке отчетливо видно распространение волн давления, инициированных разрядом МПК, по направлению потока (символ I) и против него (символ II). Кроме того, регистрируется обратная ударная

волна давления, распространяющаяся против направления потока (символ III). Отметим, что на приведенном рисунке номер 17 соответствует сигналу с датчика давления, расположенного у входа в вакуумную камеру.

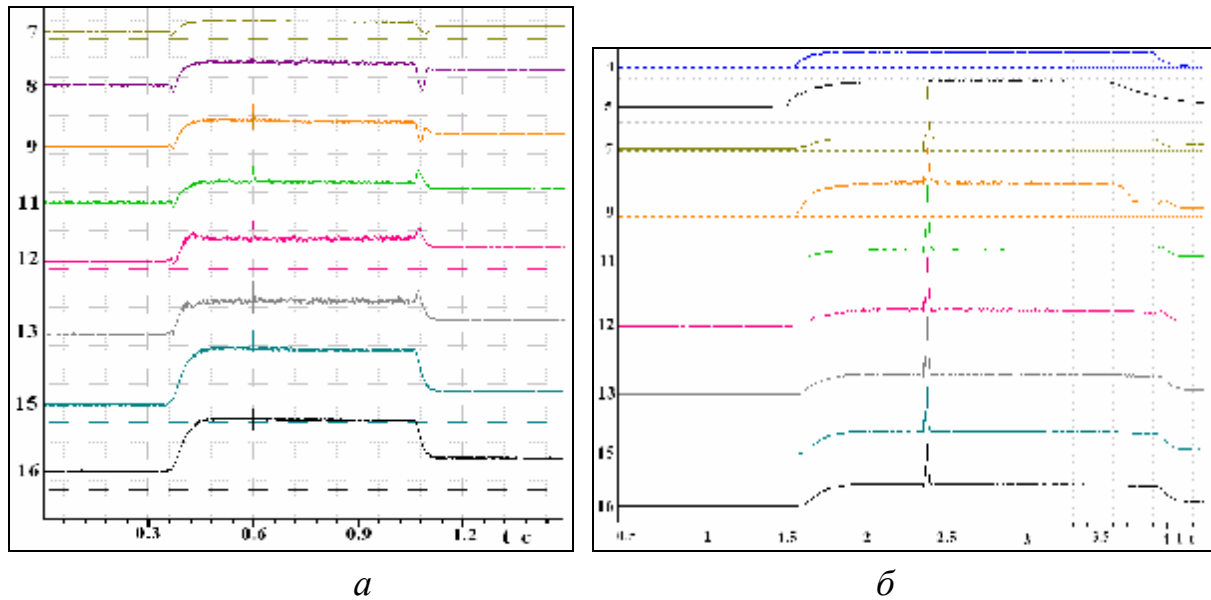


Рис.1

a – $U_0 = 3,7$ кВ, $P_p = 2,5$ атм, $P_r = 0$ атм, $P_n = 40$ Торр, $\tau_d = 70$ мкс
б – $U_0 = 3,7$ кВ, $P_p = 2,5$ атм, $P_r = 5$ атм, $P_n = 40$ Торр, $\tau_d = 70$ мкс

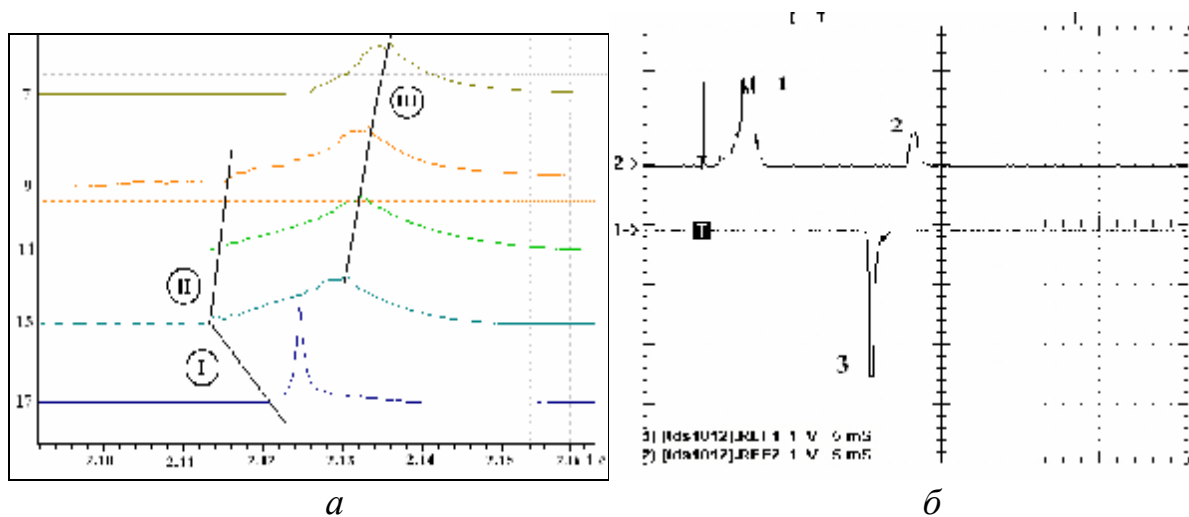


Рис.2

$U_0 = 3,7$ кВ, $P_p = 2,5$ атм, $P_r = 5$ атм, $P_n = 40$ Торр. $\tau = 70$ мкс.
 Сигналы: *a* – с датчиков давления в масштабе 1:5, *б* – с фотоумножителей

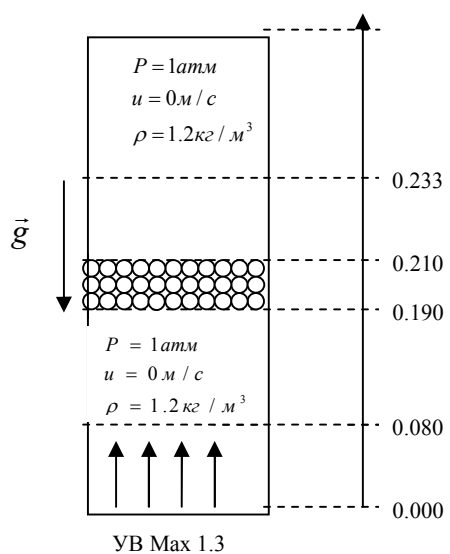
На рисунке 2-б приведены осциллограммы с двух фотоумножителей, один из которых расположен в последней секции канала – ФЭУ-1 (верхний луч), а второй – на входе в вакуумную камеру – ФЭУ-2 (нижний луч). Как следует из осциллограмм первый импульс свечения (1), регистрируемый ФЭУ-1, имеет длительность ≈ 4 мс. Второй импульс с ФЭУ-1 (2) соответ-

ствует приходу обратной волны горения и имеет длительность ≈ 3 мс. Он приходит на ФЭУ-1 с временной задержкой ≈ 15 мс относительно начала первого импульса. Сигнал свечения с ФЭУ-2, (3 на рис. 2-б), длительность которого ≈ 3 мс, задержан относительно начала импульса 1 на ≈ 12 мс. Первый импульс свечения, полученный на ФЭУ-1, предположительно соответствует сложному плазменному образованию, созданному МПК, в то время как причиной возникновения остальных импульсов на показанных осциллограммах является свечение продуктов горения топливной смеси, протекающего во взрывном режиме. Наличие в канале плазменной области, образованной разрядом МПК, распространяющейся по нему с двумя характерными фронтами (передним и задним) подтверждается и данными рефрактометрии. Так при использовании метода рефракции для регистрации неоднородностей в потоке, наблюдаются два первых сигнала, которые соответствуют прохождению через область наблюдения фронтов плазменной области, созданной МПК. Временное расстояние между этими двумя импульсами совпадает в пределах ошибки с длительностью первого импульса свечения на рисунке 2-б (≈ 4 мс). Кроме того, регистрируется еще один импульс, который связан с приходом в место регистрации обратной ударной волны плотности.

Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что, в пределах ошибки, наблюдается временная корреляция между сигналами, полученными с разных источников: фотоэлектрические измерения, данные рефрактометрии и сигналы с датчиков статистического давления. Таким образом, обнаружен эффект возникновения двух волн давления, регистрируемый датчиками и фотоумножителями. Первая волна (по направлению потока), связана с движением пламенного образования, созданного МПК, вторая волна (против направления потока), возникает при ударном горении смеси, которое инициируется в некоторой области канала. При этом скорость распространения обратной ударной волны давления (против направления потока) в системе координат канала составляет величину ~ 450 м/с, в то время, как значение скорости первой волны равно ~ 750 м/с. Собранный массив экспериментальных результатов позволяет сделать вывод о возникновении в канале **ударного сверхзвукового горения** топливной смеси и о нестационарности горения в целом.

Литература

1. *V.Chernikov, A.Ershov, V.Shibkov, et al.* Gas discharge in supersonic flows of air-propane mixtures. 32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference and 4th Weakly Ionized Gases Workshop, 11-44 June 2001, Anaheim, CA, USA, AIAA 2001-2948.
2. *Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С.* Плазмодинамические источники излучения высокой спектральной яркости. В кн.: Радиационная плазмодинамика. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 10.



СОДЕРЖАНИЕ

Подсекция «Оптика и лазерная физика»

ФРАКТАЛЬНЫЕ СТРУКТУРЫ И «ЗОЛОТЫЕ» ПРОПОРЦИИ В ОПТИКЕ
Грушина Н.В., Короленко П.В., Маганова М.С. 5

МЕТОД «ВОЗБУЖДЕНИЕ–ЗОНДИРОВАНИЕ» В СПЕКТРОСКОПИИ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД: ОТ ФЕМТОСЕКУНДНОЙ ПОЛЯРИ-
МЕТРИИ ДО МИЛЛИСЕКУНДНОГО ТЕРМОЛИНЗИРОВАНИЯ
Паращук Д.Ю. 8

КЛАСТЕРНЫЙ РАСЧЕТ СТРУКТУРЫ ЦЕНТРОВ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ
С ПЕРЕНОСОМ ЗАРЯДА В Y_2O_3 - Yb МЕТОДОМ ХАТТРИ-ФОКА
Красиков Д.Н. 11

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ
 $Na_{0.4}Y_{0.6}F_{2.2}$ АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ НЕКОТОРЫХ РЕДКОЗЕ-
МЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ВУФ И УФ ОБЛАСТЯХ СПЕКТРА
Бежанов В.А., Каримов Д.Н., Михайлин В.В., Чернов С.П. 14

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ КОГЕРЕНТНОГО ВОЛОКОННОГО
РЕФЛЕКТОМЕТРА
Сусьян А.А. 18

Подсекция «Радиофизика, физическая электроника и акустика»

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В ВЧ И СВЧ РАЗРЯДАХ
Двинин С.А. 21

НОВЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ
В КАНОНИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ ДИФРАКЦИИ
Шанин А.В. 25

ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК
Белотелов В.И., Калиш А.Н. 34

СИНТЕЗ НОВЫХ ФАЗ УГЛЕРОДА
Гусева М.Б., Бабаев В.Г., Хвостов В.В., Коробов Ю.С. 38

**Подсекция «Физика конденсированного состояния
и физика полупроводников»**

- ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНКАХ
С ОДНООСНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ
Рандошкин В.В., Маслин А.А., Сысоев Н.Н. 43
- ОСОБЕННОСТИ ИМПЕДАНСА ПОРИСТОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ
С АДсорбированной ВОДОЙ
Королев Ф.А., Козлов С.Н. 46
- СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ
СОЕДИНЕНИЯХ $R_2(Fe,Co)_{14}B$, $R(Fe,Co)_{11}Ti$ И ИХ ГИДРИДАХ
Панкратов Н.Ю., Никитин С.А. 49
- НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА В КВАН-
ТОВЫХ ТОЧКАХ CdSe/ZnS ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ДВУХФОТОННОМ
ВОЗБУЖДЕНИИ ЭКСИТОНОВ
Умайер Т., Лясковский В.Л., Кабанин Д.А., Жуков Е.А. 52
- СПЕКТРЫ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ И ЭФФЕКТИВНОСТЬ СИНИХ СВЕ-
ТОДИОДОВ НА ОСНОВЕ p-n-ГЕТЕРОСТРУКТУР InGaN/AlGaIn/GaN
Бадгутдинов М.Л., Юнович А.Э. 55
- ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННОМ
КРЕМНИИ СО СПИНОВЫМИ ЦЕНТРАМИ
Константинова Е.А. 59
- ЛИНЕЙНЫЕ И НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПРО-
СТРАНСТВЕННО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ СРЕДАХ
Андреев А.В., Бушуев В.А., Манцызов Б.И. 68
- СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ
НА ЧАСТИЧНО СКОРРЕЛИРОВАННЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧКАХ
И КВАНТОВЫХ НИТЯХ
Бушуев В.А. 81
- СТУПЕНЧАТЫЙ ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЙ
Кузьмин Р.Н. 84
- ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СИСТЕМЕ
ПАЛЛАДИЙ-ВОДОРОД С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ
Авдюхина В.М., Ревкевич Г.П., Назмутдинов А.З. 85

МОДЕРНИЗАЦИЯ ПАКЕТА ПРОГРАММ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ
И РАСЧЕТА СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАРТЕНСИТНЫХ
ПРЕВРАЩЕНИЙ

Бровкина Е.А., Мельников М.М., Хунджуга А.Г...... 91

Подсекция «Биохимическая и медицинская физика»

СИСТЕМАТИЧЕСКИЙ ПЕРЕВЫБОРОЧНЫЙ МЕТОД
В АНАЛИЗЕ ГЕННОЙ ЭКСПРЕССИИ

Иванов П.С., Свешишникова А.Н...... 97

ПЕРМЕАБИЛИЗАЦИЯ КЛЕТОЧНЫХ МЕМБРАН ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ
ИМПУЛЬСАМИ ПРОГРАММИРУЕМОЙ ФОРМЫ

Яковенко С.А., Твердислов В.А...... 100

ДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОЛЕКУЛ КОЛЛАГЕНА
В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

*Петрова Г.П., Петрусевич Ю.М., Перфильева И.А., Бойко А.В.,
Тен Д.И.*..... 101

ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПАРАМЕТРОВ БЕЛКОВ
СЫВОРОТКИ КРОВИ МЕТОДАМИ СВЕТОРАССЕЯНИЯ

*Петрова Г.П., Петрусевич Ю.М., Бойко А.В., Тен Д.И.,
Перфильева И.А.*..... 102

Подсекция «Теоретическая и математическая физика»

ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ ЛОРЕНЦ - ИНВАРИАНТНОСТИ
В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Жуковский В. Ч., Лобанов А.Е...... 105

КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЕ НЕЙТРИНО В НЕОДНОРОДНО
ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕДЕ

Студеникин А.И., Савочкин А.М...... 106

СПИНОВЫЙ СВЕТ ЭЛЕКТРОНА В ПЛОТНОЙ СРЕДЕ

Студеникин А.И., Шинкевич С.А...... 109

КОСМОЛОГИЯ ВАЙНБЕРГА-САЛАМА

Гальцов Д.В., Давыдов Е.А...... 112

КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
ПУЧКА НЕЙТРОНОВ С КВАНТОВОЙ ПЛАЗМОЙ

Кузьменков Л.С., Андреев П.А...... 115

РЕДКИЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ В СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ С БИЛИНЕЙНЫМ НАРУШЕНИЕМ R-ЧЕТНОСТИ <i>Али А., Борисов А.В., Сидорова М.В.</i>	119
ОБ ОДНОЙ ТОЧНО РЕШАЕМОЙ МОДЕЛИ КВАНТОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ <i>Кузьмин П.А., Шугаев Ф.В.</i>	122
О РАЗРУШЕНИИ РЕШЕНИЯ ОДНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ТИПА <i>Корпусов М.О.</i>	125
ОБ ОЦЕНКАХ ТОЧНОСТИ ЭФФЕКТИВНЫХ УСЛОВИЙ НА ОТКРЫТОЙ ГРАНИЦЕ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ КЛЕЙНА-ГОРДОНА <i>Майков А.Р.</i>	126
О СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВАХ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ОПЕРАТОРА ЛАПЛАСА <i>Малых М.Д.</i>	129
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНЖЕКТОРА ЭЛЕКТРОНОВ С УЧЕТОМ ТЕМПЕРАТУРЫ КАТОДА <i>В.М. Пикунов</i>	132
Подсекция «Методика преподавания»	
НАУКА И ФИЛОСОФИЯ В КУРСАХ «ОБЩАЯ ФИЗИКА» И «КОНЦЕПЦИИ СОВРЕМЕННОГО ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ» <i>Неделько В.И., Прудников В.Н., Хунджуа А.Г.</i>	137
ОСВЕЩЕНИЕ МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫХ ВОПРОСОВ В ВУЗОВСКИХ КУРСАХ ФИЗИКИ (НА ПРИМЕРЕ ФЕНОМЕНА «ЗОЛОТОГО СЕЧЕНИЯ») <i>Короленко П.В., Маганова М.С., Маркова С.Н.</i>	139
О ПРЕИМУЩЕСТВАХ ПИСЬМЕННОЙ ФОРМЫ ЭКЗАМЕНОВ (из опыта кафедры математики) <i>Бутузов В.Ф.</i>	142
ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПОТОКОВОГО АУДИО-ВИДЕО В УЧЕБ- НОМ ПРОЦЕССЕ <i>Кэбин Э.И., Ганжа А.С.</i>	143

СЕМИНАР «ФИЗИКА ЯДРА И ЧАСТИЦ». МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ
Гончарова Н.Г. 146

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ БАЗЫ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ КОЛЛАБО-
РАЦИИ CLAS В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ
Варламов В.В., Мокеев В.И., Степанов М.Е., Чесноков В.В. 147

МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ПРЕПОДАВАНИЯ КУРСА «РАДИА-
ЦИОННАЯ ЭКОЛОГИЯ» НА ФИЗИЧЕСКОМ ФАКУЛЬТЕТЕ МГУ
Василенко О.И. 149

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
ПРИ ИЗУЧЕНИИ ЯВЛЕНИЯ ДИФРАКЦИИ В СРЕДНЕЙ ШКОЛЕ
Рыжиков С.Б. 151

Подсекция « Науки о Земле»

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОПЕРИОДНЫХ ВАРИАЦИЙ ВЫСОТНОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЗОНА В ТРОПИКАХ И СВЯЗЬ С ЭЛЕМЕНТАМИ
ГЛОБАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ
Крамарова Н.А., Кузнецов Г.И. 155

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГИДРОСТАТИЧЕСКИХ ДАВЛЕНИЙ
НА ОСТАТОЧНУЮ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД
Трухин В.И., Безаева Н.С., Rochette P., Gattaccesa J. 158

ПОЛЕ ВЕТРА НАД ГОРОДОМ: ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЙ И СТАТИСТИ-
КА НАБЛЮДЕНИЙ
Юшков В.П. 160

ОБ ОРОГРАФИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЯХ В СТРАТОСФЕРЕ
Кожевников В.Н., Журба Е.В., Моисеенко К.Б. 167

ВЛИЯНИЕ ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ НА КИНЕТИКУ
МАГНИТОМИНЕРАЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТИТАНОМАГНЕТИТОВ
БАЗАЛЬТОВ
Трухин В.И., Максимочкин В.И. 170

МАГНИТОВЯЗКИЕ СВОЙСТВА И ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ
БАЗАЛЬТОВ ЮЖНОЙ ЧАСТИ КРАСНОМОРСКОГО РИФТА
Трухин В.И., Максимочкин В.И., Жилыева В.А. 173

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕРМОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПРИРОДНЫХ ТИТАНОМАГНЕТИТОВ В УСЛОВИЯХ ДНА ОКЕАНА <i>Трухин В.И., Максимочкин В.И., Курочкина Е.С.</i>	176
КОМПЛЕКСНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДОННЫХ ОТЛОЖЕНИЙ ЧЕРНОГО МОРЯ <i>Петрунин Г.И., Попов В.Г.</i>	180
МЕТОДЫ ИЗУЧЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ГЕОАКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ КОМБИНИРОВАННЫМ ПРИЕМНЫМ МОДУЛЕМ НА БАЗЕ ВЕКТОРНОГО ПРИЕМНИКА <i>Гордиенко В.А., Гордиенко Т.В., Григорьев А.В., Купцов А.В., Марапулец Ю.В., Щербина А.О.</i>	183
Подсекция «Газодинамика, термодинамика и ударные волны»	
МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ ДВУХФАЗНОЙ СТРУИ ПРИ ПОЖАРОТУШЕНИИ <i>Иванов И.Э., Сысоев Н.Н.</i>	189
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НАНОСЕКУНДНОГО ОБЪЕМНОГО РАЗРЯДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ТЕЧЕНИЙ ГАЗА С РАЗРЫВАМИ <i>Знаменская И.А.</i>	192
НАНОСЕКУНДНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ ЛИСТ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ <i>Мурсенкова И.В.</i>	194
ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛООБМЕН В ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ И РАЗРЯДАХ <i>Уваров А.В., Осипов А.И.</i>	197
ПОВЕРХНОСТНЫЙ СВЧ РАЗРЯД В ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ПОТОКЕ ГАЗА <i>Шибкова Л.В., Александров А.Ф., Ершов А.П., Черников В.А.</i>	199
ГЕНЕРАЦИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО СВЧ РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ <i>Шибков В.М., А.А.Логунов, Шибкова Л.В.</i>	202
ЗАЖИГАНИЕ ВОЗДУШНО-ПРОПАНОВОЙ СМЕСИ СТРУЕЙ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЫ <i>Каменщиков С.А., Логунов А.А., Черников В.А.</i>	206