

СЕКЦИЯ 5. СПЕКТРОСКОПИЯ, ДИАГНОСТИКА И ТОМОГРАФИЯ

Системный анализ кинетики изменения поверхностного состава бинарного сплава Au-Ag

Ю.К. Алешин, В.А. Сафонов, М.А. Чоба..... 3

Оценка антирадикальной активности воды с модифицированным изотопным составом с помощью спектроскопии ЯМР и ЭПР

М.Г. Барышев, А.А. Басов, С.Н. Болотин, С.С. Джимаков, Д.В. Кашаев, С.Р. Федосов, В.Ю. Фролов, Д.И. Шашков 5

Томографическое восстановление акустических характеристик объектов в присутствии сильных и крупных неоднородностей

В.А. Буров, Д.И. Зотов, М.Ф. Каравай, О.Д. Румянцева..... 9

Восстановление рельефа жесткого дна и профиля скорости звука в мелком море методами акустической томографии

В.А. Буров, С.Н. Сергеев, А.С. Шуруп, А.В. Щербина..... 13

Строгое решение двумерной задачи акустической томографии на основе функционально-аналитического алгоритма Новикова

В.А. Буров, А.С. Шуруп, Д.И. Зотов, О.Д. Румянцева..... 17

Исследование релаксационных процессов системы H_2O-D_2O

Н.С. Васильев, Д.В. Кашаев..... 22

Теория спектроскопии пространственных зависимостей диэлектрических восприимчивостей одномерно неоднородных сред с произвольной частотной дисперсией

А.А. Голубков, В.А. Макаров..... 24

Подавление аномалии диэлектрической проницаемости в сегнетоэлектрике триглицинсульфат на разных частотах микроволнового диапазона

С.В. Данилова, Е.С. Иванова, А.К. Малышкин, Г.И. Овчинникова, Ю.А. Пирогов..... 28

Роль локальных флуктуаций молекул растворителя в переносе энергии возбуждения в никотинамидадениндинуклеотиде

Е.П. Конькова, М.Б. Белоненко..... 30

Определение времени релаксации свч фотопроводимости вблизи р-п перехода в базе двусторонних кремниевых солнечных элементов

О.Г. Кошелев, Г.И. Унтила..... 33

Спектроскопия нелинейных процессов транспорта молекул воды в глинах

Д.М. Курмашева, П.О. Капралов, В.Г. Артёмов, С.В. Закусин, В.В. Крупская 36

АСМ-исследования механизма микроволнового воздействия на сегнетоэлектрик триглицинсульфат

Г.И. Овчинникова, Ю.А. Пирогов, Н.А. Бобков, Н.В. Белугина, Р.В. Гайнутдинов, А.Л. Толстихина..... 38

Сорбция молекул воды в условиях светового возбуждения

П.Д. Федоров, П.О. Капралов, В.Г. Артемов, В.И. Тихонов, А.А. Волков 40

Отношение сигнал/шум в системах получения изображения при учете длительности регистрации сигнала

У. Юсупалиев, П.У. Юсупалиев, В.Г. Еленский, Н.В. Рязанова, С.А. Шутеев..... 42

СИСТЕМНЫЙ АНАЛИЗ КИНЕТИКИ ИЗМЕНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СОСТАВА БИНАРНОГО СПЛАВА Au-Ag

Ю.К. Алешин¹, В.А. Сафонов², М.А. Чоба²

¹ МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет

² МГУ имени М.В. Ломоносова, химический факультет

aljoshin@physics.msu.ru

Поверхностный состав сплавов обычно существенно отличается от его объемных характеристик. «Движущие силы» и механизм процесса самопроизвольного избирательного концентрирования отдельных компонентов сплавов в поверхностном слое (поверхностная сегрегация) представляют очевидный интерес. С появлением современных зондовых методов исследования поверхности сплавов на границе с вакуумом это явление подробно исследуется во многих лабораториях мира. Более сложными для экспериментальных и теоретических исследований механизма процесса поверхностной сегрегации являются граничные эффекты на поверхности сплавов с растворами электролитов. При этом следует отметить, что именно эффекты поверхностной сегрегации на границе сплавов с электролитами определяют особенности их электрокаталитического и коррозионного поведения, а также являются ответственными за протекающие во времени процессы модификации структуры, электрических, оптических и других свойств поверхности металлов[1,2].

В качестве объекта исследования выбран бинарный сплав Au-Ag, образующий, согласно фазовой диаграмме, непрерывный ряд твердых растворов. Важно отметить, что в указанном сплаве, основной по составу компонент (Au) характеризуется существенно большей величиной удельной поверхностной энергии, чем другой, присутствующий в сплаве в виде малой добавки (Ag).

С использованием методики электрохимических измерений на механически обновляемых *insitu* электродах из сплава Au-Ag получены временные зависимости емкости двойного электрического слоя (C , τ - кривые) с момента обновления (уравнивания объемного и поверхностного состава сплава). Сопоставление полученных зависимостей с измеренными ранее емкостными кривыми на чистых Au и Ag электродах позволяет сделать вывод о том, что формирование равновесной границы электрода из сплава Au-Ag с раствором сопровождается “аномально” быстрым для твердофазных процессов выходом атомов серебра в поверхностный слой. Важной особенностью кинетики процесса поверхностной сегрегации атомов серебра в данном сплаве является ее зависимость от потенциала электрода. Было установлено, что скорость этого процесса увеличивается

при переходе к потенциалам, при которых реализуются реакции начального окисления серебра (образования адатомов кислорода).

В дополнение к полученным данным проведено подробное исследование влияния потенциала Au-Ag электрода и времени контакта его обновленной поверхности с раствором электролита на температурные скачки потенциала, индуцированные лазерным разогревом. Полученные зависимости dE/dT от E и dE/dT от τ были сопоставлены с измеренными ранее аналогичными зависимостями для отдельных компонентов данного сплава, а также с результатами емкостных измерений. Было установлено, что после обновления поверхности с ростом времени контакта электрода с раствором наблюдается изменение сигнала dE/dT от характерного для золотого электрода к сигналу, близкому к измеряемому на электроде из серебра. На основании проведенного анализа предложена феноменологическая модель, позволяющая количественно описать эффекты поверхностной сегрегации атомов серебра, наблюдаемые с момента механического обновления электродов из сплава Au-Ag.

Данные рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), полученные на границе исследованных сплавов Au-Ag с вакуумом, позволили оценить толщину поверхностного слоя (~ 0.5 нм), в которой наблюдается повышенное (по сравнению с объемом) содержание серебра.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант. 12-03-01027-а).

ЛИТЕРАТУРА.

1. V.A. Safonov, M.A. Choba, A.G. Krivenko, R.A. Manzhos// The 62nd Annual Meeting of the International society of Electrochemistry. 11-16 September 2011. Niigata, Japan. CD of Abstracts. P. 120.

2. М.А. Чоба, Ю.К. Алешин., М.А. Братенков//Сборник трудов XIII Всероссийской школы-семинара "Физика и применение микроволн". 23-28 мая 2011 г. Звенигород. С. 25.

ОЦЕНКА АНТИРАДИКАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ ВОДЫ С
МОДИФИЦИРОВАННЫМ ИЗОТОПНЫМ СОСТАВОМ С ПОМОЩЬЮ
СПЕКТРОСКОПИИ ЯМР И ЭПР

М.Г. Барышев^{1,2}, А.А. Басов³, С.Н. Болотин¹, С.С. Джимаков^{1,2}, Д.В. Кашаев¹,
С.Р. Федосов³, В.Ю. Фролов¹, Д.И. Шашков¹

¹ФГБОУ ВПО «Кубанский государственный университет», г. Краснодар,
Россия, ул. Ставропольская, 149, 350040

²Южный научный центр РАН, лаборатория «Проблем природных и новых
материалов», г. Ростов-на-Дону, Россия, пр. Чехова, 41, 344006, jimack@mail.ru

³ФГБОУ ВПО Кубанский государственный медицинский университет
Минздравоуразвития, г. Краснодар, России, ул. Седина, 4, 350063

ShiniX@qip.ru

Замена обычной воды на тяжелую приводит к уменьшению электропроводности растворов электролитов в основном из-за увеличения вязкости и, следовательно, уменьшения подвижности ионов. Тяжелая вода в основном влияет на активные свойства возбудимой мембраны.

Присутствие дейтерия в биологических системах приводит к изменениям структуры и свойствам ДНК и белков. При этом различают первичные и вторичные изотопные эффекты дейтерия в зависимости от того, какое положение занимает атом дейтерия в молекуле. Наиболее важными для структуры макромолекулы связи являются динамические короткоживущие водородные (дейтериевые) связи. Структурно-динамические свойства клеточной мембраны, которые в большинстве зависят от качественного и количественного состава липидов, также могут изменяться в присутствии тяжелой воды. Клеточная мембрана является одной из первых органелл клетки, которая испытывает воздействие тяжелой воды, и тем самым компенсирует реологические параметры мембраны (вязкость, текучесть, структурированность) изменением количественного и качественного состава липидов [1].

Применительно к окислительному стрессу – вода с модифицированным изотопным составом с пониженным содержанием дейтерия (ВМИС ССД) обладает рядом свойств. В Румынии (Университет сельского хозяйства и ветеринарии) проведены исследования антиоксидантного эффекта на крысах линии Вистар в условиях токсикации хромом. Показано, что употребление легкой воды снимает токсические эффекты.

Целью настоящего исследования являлось выявление изменений количественного содержания дейтерия, интенсивности свободнорадикального окисления и состояния антиоксидантной системы крови, а также влияния воды с модифицированным изотопным составом с пониженным содержанием дейтерия на показатели

свободнорадикального окисления тканей у лабораторных животных в физиологических условиях и при воспалительных процессах.

Метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) широко применяется к решению ряда медико-биологических задач для изучения состояния метаболических реакций и их молекулярного механизма, изучения молекулярных механизмов патологических изменений, диагностики заболеваний методом ЭПР [2]. Состояние эндогенных парамагнитных центров (ПМЦ) зависит от физиологического состояния организма [3], изменяется при лучевой болезни, злокачественном росте опухолей [4].

В данной работе измерение спектров ЭПР проводили при комнатной температуре на спектрометре JESFa 300 (JEOL, Япония) в X-диапазоне. Условия измерения: СВЧ мощность 1 мВт, частота микроволнового излучения 9144 МГц, амплитуда высокочастотной модуляции 0,1 мТл. Образцы подвергали лиофильной сушке, измеряли в кварцевой ампуле (5 мм), масса навески в зоне резонатора составляла 0,0300 г. Концентрацию парамагнитных центров в образцах определяли путем сравнения с сигналом стандартного образца (TEMPO). Интегральную интенсивность сигнала ЭПР в исследуемых образцах определяли путем двойного численного интегрирования [5].

Воду с пониженным содержанием дейтерия получали на установке, разработанной в Кубанском государственном университете [6]. Исходная концентрация дейтерия в получаемой воде составляла 40 ppm.

Определение концентрации дейтерия в биологических жидкостях и гомогенатах тканей были проведены на импульсном ЯМР спектрометре JEOL JNM-ECA 400MHz. Съёмка спектров проводилась на соответствующей резонансной частоте ядер дейтерия – 61.4 МГц. Параметры съёмки: 6.7 с (acquisition time), 20 с (relaxation delay), 5.6 мкс (x-pulse), 0.15 Гц (resolution). Температура съёмки – 25 °С, при этом точность стабилизации 0.2 °С. Измерения проводились с использованием 5 мм ампулы, внутри которой был строго зафиксирован запаянный капилляр, содержащий откалиброванную в определяемой концентрационной шкале смесь дейтерированного и недейтерированного диметилсульфоксида (DMSO), дающего ^2D ЯМР сигнал в области 3,4 м.д. (относительно $(\text{CD}_3)_4\text{Si}$), в то время как ^2D ЯМР сигнал HDO находится в области 4,7 м.д. (относительно $(\text{CD}_3)_4\text{Si}$).

Обработка полученных спектров заключалась в определении соотношения интегральных интенсивностей ^2D ЯМР сигнала HDO, содержащейся в исследуемом образце относительно ^2D ЯМР сигнала DMSO- D_1 , интенсивность которого, в свою очередь, была определена при таких же условиях относительно стандартов – образцов воды с точно определённым содержанием дейтерия (8,2 мг/л, 110,5 мг/л, 332 мг/л). Измерения каждого образца проводились неоднократно для уменьшения

погрешностей эксперимента. При этом точность определения содержания дейтерия в биологических образцах составила ± 2 мг/л.

Окислительный стресс вызывали моделированием гнойной раны у крыс, использовали двухэтапную модель окислительного стресса [7].

Спектры ЭПР лиофилизированных образцов сердца лабораторных животных приведены на рисунке 1 и содержат анизотропный синглетный сигнал, параметры спин-гамильтониана ($g_{\perp} = 2.0074$, $g_{\parallel} = 2.003$) которого соответствуют стабильным радикалам [8-10]. Спектры ЭПР образцов печени имеют аналогичный характер.

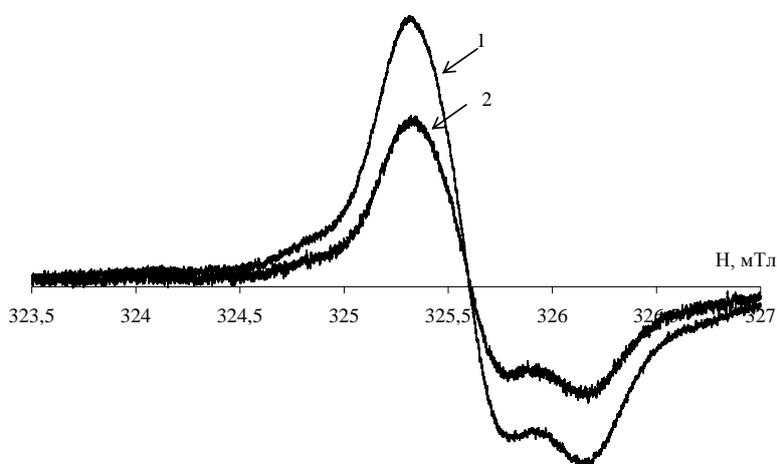


Рис1. Спектры ЭПР лиофилизированных тканей сердца лабораторных мышей контрольной (1) и опытной группы (2)

Образец		Концентрация ПМЦ, 10^{-7} моль/г
Сердце	Контроль	12.2
	Опыт	3.0
Печень	Контроль	1.6
	Опыт	0.4

Таблица 1. Концентрация парамагнитных центров в исследуемых образцах

Данные о концентрациях парамагнитных центров в лиофилизированных тканях печени и сердца лабораторных животных, представлены в таблице и показывают, что количество ПМЦ в исследуемых тканях уменьшается примерно в 4 раза по сравнению с контрольной группой, что свидетельствует о благоприятном воздействии легкой воды на организм животных [11].

Содержание дейтерия в плазме крови опытных животных на 30 сутки составляло 212 мг/л. В плазме крови животных контрольной группы 329 мг/л.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (11-04-96523-р_юг_ц), государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации, проект № 4.1755.2011.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н. Лобышев "Изотопные эффекты D₂O в биологических системах" М.: Наука, 1978. 215 с.
2. Д. Ингрэм "Электронный парамагнитный резонанс в биологии" М.: Мир, 1972. 297 с.
3. Я.И. Ажипа "Медико-биологические аспекты применения метода электронного парамагнитного резонанса" М.: Наука, 1983. 528 с.
4. А.Н. Саприн, Н.И. Эмануэль, К.Е. Круглякова "Кинетика изменения концентрации СР при развитии экспериментальных злокачественных образований" В кн.: "Актуальные вопросы современной онкологии" М.: Изд-во МГУ, 1970. С. 142- 376.
5. Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков "Численные методы" М.: Физматлит, 2001. 630 с.
6. М.Г. Барышев, С.Н. Болотин, Н.С. Васильев, С.С. Джимаков, М.А. Долгов, В.Ю. Фролов // Наука Кубани. №3. 2010. С. 18-21.
7. А.А. Басов, И.М. Быков, С.Р. Федосов, В.В. Малышко "Способ хирургического моделирования окислительного стресса у лабораторных животных" Положительное решение о выдаче патента на изобретение по заявке № 2011100352/14 (000483) от 11.01.2011.
8. "Современные методы биофизических исследований" под ред. А.Б. Рубина, М.: Высшая школа, 1988. 360 с.
9. Е.С. Боровик, В.В. Еременко, А.С. Мильнер "Лекции по магнетизму" М.: Физматлит, 2005. 512 с.
10. М.К. Пулатова, Г.Т. Рихирева, З.В. Куроптева "Электронный парамагнитный резонанс в молекулярной радиобиологии" М.: Энергоатомиздат, 1989. 232 с.
11. Я.И. Ажипа "Медико-биологические аспекты применения метода электронного парамагнитного резонанса" М.: Наука, 1983. 528 с.

ТОМОГРАФИЧЕСКОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЪЕКТОВ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНЫХ И КРУПНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

В.А. Буров¹, Д.И. Зотов², М.Ф. Каравай², О.Д. Румянцева¹

¹ *Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, кафедра акустики*

² *Институт проблем управления им. В.А.Трапезникова РАН, Москва, Россия*
burov@phys.msu.ru

В акустике под обратными задачами рассеяния понимается восстановление пространственного распределения характеристик исследуемых объектов (скорости звука, плотности, коэффициента поглощения, упругих констант в случае твердого тела). Исходными данными для процесса восстановления являются данные, которые получаются в той или иной форме путем сравнения полей, генерируемых излучателями первичных сигналов и регистрируемых приемниками в отсутствие исследуемого объекта и аналогичных полей в его присутствии. В настоящей работе внимание сконцентрировано на прикладных аспектах, связанных с медицинской акустической томографией мягких биологических тканей в целях ранней диагностики новообразований в этих тканях. Используемые при томографировании интенсивности импульсных первичных волн невелики (до 0.1 Вт/см^2); поэтому нелинейные эффекты взаимодействия волн достаточно слабы, и на приемнике регистрируются сигналы, многократно рассеянные (без изменения частоты) на акустических неоднородностях исследуемого объекта. Итогом томографии такого типа являются картины количественного распределения скорости звука и поглощения, восстановленные на основе всей совокупности измеренных полей при разных ракурсах. Полученные распределения обладают высоким пространственным разрешением, позволяющим врачу-диагносту сделать заключение о наличии и характере патологии.

Обсуждаемые ниже алгоритмы предназначены для обработки экспериментальных данных, которые получаются с помощью разработанного экспериментального образца ультразвукового томографа [1]. Используется двумерная круговая томографическая схема; префокусирующие преобразователи располагаются на окружности, внутри которой находится томографируемый объект. Рабочие частоты импульсного режима зондирования объекта лежат в мегагерцовом диапазоне. Преобразователи, работающие как в режиме излучения, так и в режиме приема, представляют собой сектор пьезокерамического тонкостенного цилиндра с центральной рабочей частотой около 1.3 МГц при ширине рабочей полосы около 200 кГц. Поскольку исследуемый объект имеет линейные размеры 10–20 см, для восстановления значений скорости звука и поглощения в нем нужно иметь экспериментальные

данные рассеяния от нескольких сотен прямоизлучающих преобразователей. В томографе реально установлены только 26 преобразователей, однако антенная решетка разрежена специальным образом, и преобразователи тем самым расположены на окружности неравномерно, в специально рассчитанных позициях. При этом антенная решетка может вращаться, и за один полный оборот она занимает последовательно 256 угловых позиций. В каждой фиксированной угловой позиции осуществляется сбор экспериментальных данных. Благодаря сочетанию разреженной решетки и вращения, получаемый полный объем экспериментальных данных оказывается эквивалентным объему данных, которые были бы получены в случае неподвижной антенной решетки, содержащей 256 прямоизлучающих преобразователей.

Процедура обработки экспериментальных данных состоит из нескольких этапов – нулевого, первого и второго шагов. На нулевом шаге определяются параметры томографической установки, не связанные с присутствием пациента: скорость звука и коэффициент поглощения в иммерсионной жидкости, геометрические поправки (характеризующие отклонения положений преобразователей от их идеальных) и фазовые поправки (привносящиеся в сигналы при их излучении и приеме). С целью нахождения этих поправок разработан алгоритм определения времени распространения сигнала, основанный на оценке момента времени прихода на приемник линейно нарастающей части огибающей сигнала. Кроме того, на основе разработанного алгоритма корреляционного типа предварительно определяется отклонение геометрического центра антенной решетки от центра вращения антенны в целом.

Первый и второй шаги посвящены непосредственному восстановлению пространственных распределений скорости звука и поглощения в исследуемом объекте (пациенте) двухшаговым методом [2].

На первом шаге восстановления нужно оценить неизвестные распределения крупномасштабных пространственных деталей рассеивателя. Характерный размер таких деталей определяется масштабом изменения пространственно-сглаженных распределений акустических характеристик и составляет не менее нескольких длин волн, т.е. 5–7 мм при работе в мегагерцовом диапазоне частот. Первый шаг необходим, поскольку значения скорости звука и коэффициента поглощения могут изменяться в широких пределах не только для биотканей различного типа, но и для однотипных биотканей различных пациентов. Входными данными для первого шага являются разность времен распространения сигнала в присутствии пациента и в его отсутствие, а также отношение амплитуд соответствующих сигналов. Такие данные предварительно формируются по специально разработанному алгоритму, который основан на корреляционном сравнении сигналов, регистрируемых приемниками в отсутствие исследуемого объекта и в его присутствии. Восстановление по

этим данным крупномасштабных распределений скорости звука и коэффициента поглощения осуществлялось, для сравнения, двумя алгоритмами. Один из них является переложением алгоритма рентгеновского томографирования в расходящихся пучках [3] для акустических данных [2]. Другой представляет собой решение с минимальной нормой системы линейных уравнений, формируемой путем рассмотрения временных сдвигов или поглощения сигнала вдоль прямолинейных трасс, соединяющих различные пары “излучатель–приемник”. Оба алгоритма дают близкие результаты.

Для обработки экспериментальных данных использовались, в качестве математических сопроцессоров, две видеокарты NVidia GeForce GTX 590 и GTX 560, обладающих в сумме примерно 1400 параллельно работающими ядрами. Использование технологии CUDA позволило получать из измеренных экспериментальных данных входные данные для первого и второго шагов за три минуты и далее восстанавливать итоговое изображение форматом 1024×1024 отсчетов всего за шесть минут.

На рис. 1 представлены результаты восстановления на первом шаге двумерных сечений (т.е. сечений вдоль плоскости томографирования) различных объектов, имитирующих присутствие биологической ткани, по экспериментальным данным, снятым ультразвуковым томографом. На рис. 1 представлены сечения двух сваренных вкрутую яиц, правое из которых располагалось перпендикулярно плоскости томографирования, а левое – горизонтально. Как и ожидалось, изображения имеют низкое пространственное разрешение, соответствующее толщине лучевой трубки 0.5–1 см, однако на оцененном распределении скорости звука (рис. 1а) четко различимы оболочка из белка и отличающийся от нее по акустическим характеристикам желток. Численные значения скорости близки к достоверным. Качество оцененного распределения амплитудного коэффициента поглощения хуже (рис. 1б). Причиной является то обстоятельство, что амплитуда сигнала, проходящего через объект, изменяется не только за счет поглощения, но и за счет эффектов рефракции, которые особенно сильны на границе объекта.

На втором шаге восстановления найденные крупномасштабные распределения играют роль уже известного неоднородного фона, благодаря чему становится возможным восстановление с высокой точностью и высоким разрешением (около четверти характерной длины волны) тонкой структуры объекта – деталей с размером от нескольких десятых долей длины волны до нескольких длин волн. Тонкая структура восстанавливается на этом шаге в борновском приближении, но с учетом неоднородного фона. Входные данные этого шага – рассеянные сигналы – формируются как разность измеренных волновых полей (с учетом их амплитуды и фазы) и первичных полей, но рассчитанных, однако, в

присутствии крупномасштабного неоднородного фона. Поскольку речь идет не об идеальных модельных данных, а о реальных томографических измерениях, то на этом шаге для обеспечения высокого разрешения восстановленного изображения необходимо учитывать и компенсировать при обработке сигналов все факторы, которые могут нарушать точную фазировку антенной решетки. К ним относятся уже определенные геометрические и фазовые поправки для приемоизлучающих преобразователей, а также отклонение геометрического центра вращения антенной решетки от центра ее вращения. Кроме того, встает проблема компенсации произвольных движений пациента.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ № НШ-2631.2012.2, № МК-2041.2011.5, гранта РФФИ №10-02-00636, а также при частичной поддержке Правительства РФ (грант № 2010-220-01-077, договор № 11.G 34.31.0005).

Амплитудный коэффициент

Скорость звука, м/с

поглощения, Неп/м

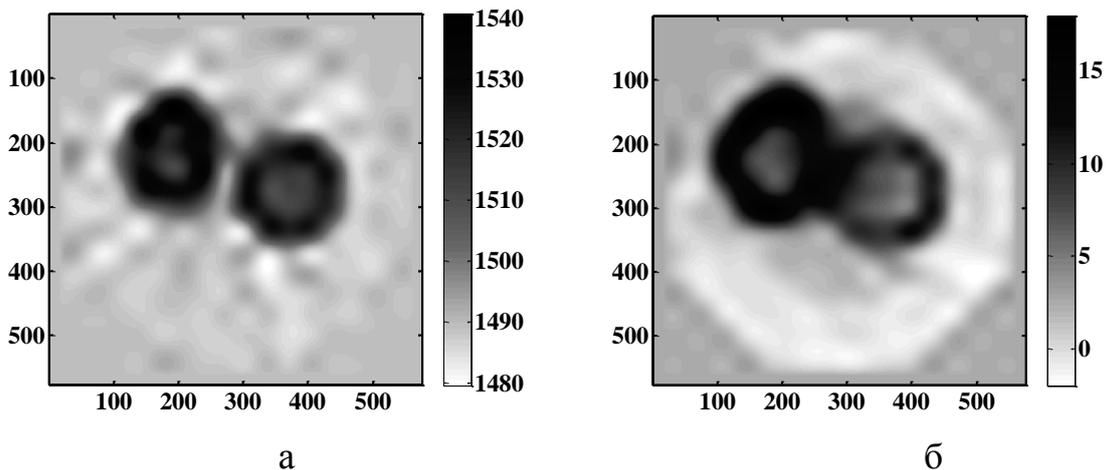


Рис. 1. Двумерные томограммы скорости звука (а) и амплитудного коэффициента поглощения (б), полученные с грубым разрешением на первом шаге восстановления; один пространственный отсчет равен 0.25 мм. В качестве имитатора биологической ткани взяты два вареных яйца, правое из которых располагалось перпендикулярно плоскости томографирования, а левое – горизонтально.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.П. Пархоменко, М.Ф. Каравай, Е.Г. Сухов, Б.А. Фалеев, О.В. Дмитриев, С.А. Дроздов, О.В. Комаров, Л.В. Бабин, А.С. Попов, В.А. Буров, М.И. Раттэль, К.Н. Бобов, А.Л. Конюшкин, О.Д. Румянцева // Патент на изобретение № 2145797. Приоритет от 23.06.1999. Москва, 2000.
2. В.А. Буров, И.М. Гришина, О.И. Лапшенкина, С.А. Морозов, О.Д. Румянцева, Е.Г. Сухов // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 6. С. 738.
3. Б.К.П. Хорн // ТИИЭР. 1979. Т. 67. N 12. С. 40.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РЕЛЬЕФА ЖЕСТКОГО ДНА И ПРОФИЛЯ СКОРОСТИ ЗВУКА В МЕЛКОМ МОРЕ МЕТОДАМИ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ

В.А. Буров, С.Н. Сергеев, А.С. Шуруп, А.В. Щербина
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова.
Физический факультет, кафедра акустики.
burov@phys.msu.ru

Изначально задача томографии океана ставилась для глубокого океана, когда акватория достаточно глубока для того, чтобы влиянием дна можно было бы пренебречь. Развитие схемы томографии на мелкое море, (глубиной порядка сотни метров) требует учёта свойств дна вдоль траектории распространения звука, поскольку влияние дна на зондирующее акустическое поле может оказаться сравнимым или даже превысить влияние возмущения скорости звука.

Ранее авторами был разработан метод, позволяющий восстанавливать возмущения профиля скорости звука и течений в акватории [1]. В основе этого метода лежит разложение неоднородности по полосчатому базису. Введённый базис позволяет восстанавливать различные параметры (профиль скорости звука, глубина, геоакустические характеристики дна) в едином подходе, рассматривая сигнал, состоящий из большого числа распространяющихся мод на различных частотах.

Задача восстановления ставится следующим образом. По периметру исследуемой акватории расположены вертикальные приемно-передающие антенны. Каждая из них поочередно возбуждает определенную моду на одной из рассматриваемых частот. В акватории имеются области, в которых профиль скорости звука либо глубина отличаются от фоновых. В качестве данных рассеяния рассматриваются возмущения времен распространения мод по сравнению с распространением в акватории с фоновыми значениями восстанавливаемых параметров.

При решении задачи восстанавливаемые неоднородности рельефа $\Delta H(\vec{r})$ и возмущения скорости звука $\Delta c(\vec{r}, z)$ раскладываются по некоторому базису. При этом для разложения профиля скорости звука вдоль глубинной координаты z используется метод Карунена-Лозва: возмущение в каждой точке горизонтальной плоскости раскладывается по системе ортогональных функций $f_j(z)$, полученными из набора характерных для региона распределений $c(z)$ (так называемые «эмпирические ортогональные функции»). Как правило, для восстановления профиля скорости звука оказывается достаточным набор из 2-4 таких функций:

$$\Delta H(\vec{r}) = \sum_i x_i^h h_i(\vec{r}), \quad (1)$$

$$\Delta c(\vec{r}, z) = \sum_j \left(f_j(z) \sum_i x_i^{c(j)} c_i(\vec{r}) \right). \quad (2)$$

Здесь $h_i(\vec{r})$ и $c_i(\vec{r})$ - базисные функции, характеризующие пространственную локализацию неоднородностей рельефа и профиля скорости звука, соответственно; x_i^h и $x_i^{c(j)}$ - искомые коэффициенты разложения неоднородностей по базису.

В данной работе для разложения неоднородностей используется полосчатый базис. Для его составления акватория делится на P полос. Каждая из этих полос может быть повернута на один из Q углов. В каждую из $P \times Q$ базисных полосок вносится базисное возмущение рельефа или профиля скорости звука, за счет которых фазовая скорость в полоске отличается от фоновой. Набор таких полосок с возмущениями и составляет полосчатый базис.

Далее данные рассеяния для распространения моды в акватории с возмущением в виде всех базисных функций собираются в матрицу возмущений A . Для расчета этих данных рассеяния решается прямая задача в приближении «вертикальные моды - горизонтальные лучи». Количество строк в матрице A равно произведению количества пар источник-приемник и числа рассматриваемых мод на различных частотах.

Для решения обратной задачи составляется матричное уравнение:

$$A X = \Delta T, \quad (3)$$

где ΔT - столбец данных рассеяния, X - столбец искоемых коэффициентов разложения неоднородностей по базису.

Из уравнения (3) можно получить оценку \hat{X} для столбца коэффициентов разложения, используя регуляризованное МНК-решение вида:

$$\hat{X} = (A^+ A + \varepsilon E)^{-1} A^+ \Delta T. \quad (4)$$

Здесь A^+ - матрица, эрмитово сопряженная матрице A , E - единичная матрица, ε - регуляризирующий коэффициент. По коэффициентам \hat{x}_i^h и $\hat{x}_i^{c(j)}$, составляющим столбец \hat{X} , проводится восстановление неоднородностей:

$$\Delta H(\vec{r}) = \sum_i \hat{x}_i^h h_i(\vec{r}), \quad (5)$$

$$\Delta c(\vec{r}, z) = \sum_j \left(f_j(z) \sum_i \hat{x}_i^{c(j)} c_i(\vec{r}) \right). \quad (6)$$

Качество восстановления неоднородностей определяется невязками по решению и по правой части. Невязки вычислялись как

среднеквадратичное отклонение восстановленной неоднородности от заданной и правой части уравнения (1) $\Delta\hat{T}$, рассчитанной по полученному столбцу коэффициентов \hat{X} , от данных рассеяния.

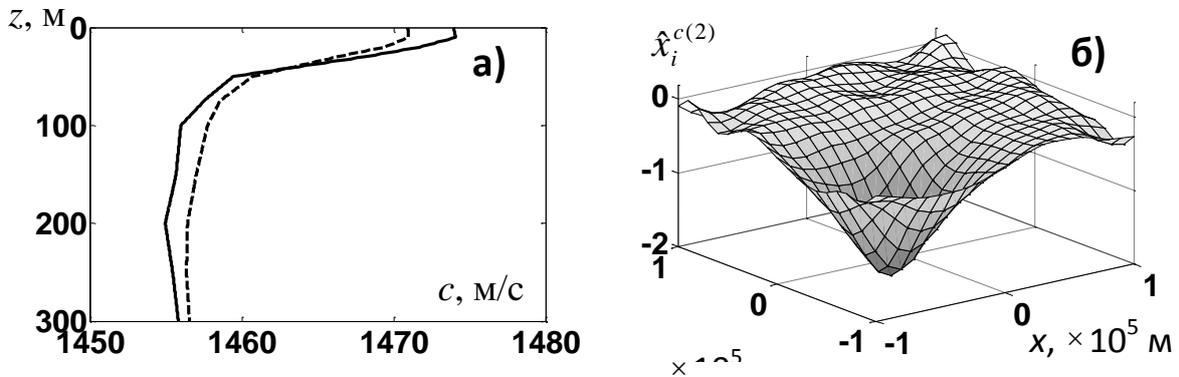


Рис. 1. а) Восстанавливаемое возмущение профиля скорости звука. Пунктиром показан фоновый профиль скорости звука. б) Восстановление пространственного распределения возмущения на примере коэффициентов $x_i^{c(2)}$.

Для демонстрации работоспособности метода было проведено численное решение обратной задачи. Рассматривалась акватория радиуса $R = 10^5$ м, окруженная по периметру 17 вертикальными приемно-передающими антеннами. Использовались данные от первых 6 низших мод в достаточно узких частотных диапазонах с центральными частотами 25 Гц, 35 Гц, 50 Гц и 75 Гц. В качестве неоднородности рельефа была выбрана возвышенность гауссовой формы высотой $H = 50$ м с характерным горизонтальным размером возвышенности $\sigma_h = 0.3 R$:

$$\Delta H(\vec{r}) = H \exp\left(-\frac{|\vec{r} - \vec{r}_h|^2}{2\sigma_h^2}\right). \quad (7)$$

Положение возвышенности было выбрано таким образом, чтобы радиус-вектор в точку максимума имел координаты $\vec{r}_h = (0.4 R, 0.4 R)$. За начало координат принималась точка в центре поверхности акватории. Максимальное возмущение профиля скорости звука $\Delta c(z)$ показано на рис. 1.

Пространственная локализация возмущения профиля скорости звука задавалась аналогично $\Delta H(\vec{r})$:

$$\Delta c(\vec{r}, z) = \Delta C(z) \exp\left(-\frac{|\vec{r} - \vec{r}_c|^2}{2\sigma_c^2}\right), \quad (8)$$

где $\sigma_c = 0.25 R$ – характерный горизонтальный размер области локализации возмущения профиля скорости звука, $\vec{r}_c = (-0.5 R, -0.5 R)$ –

вектор, направленный в точку максимального искажения профиля скорости звука.

При моделировании данных рассеяния для вычисления возмущения времен распространения мод ΔT траектория луча определялась из уравнения эйконала.

В результате восстановления была получена оценка неоднородности рельефа и возмущения профиля скорости звука. При этом невязка по решению для рельефа составила 0.36. Качество восстановления локализации возмущения профиля скорости звука можно оценить из рис. 1(б), рельефа - из рис. 2. Как видно, удалось восстановить положение и характерные размеры областей локализации с приемлемой точностью.

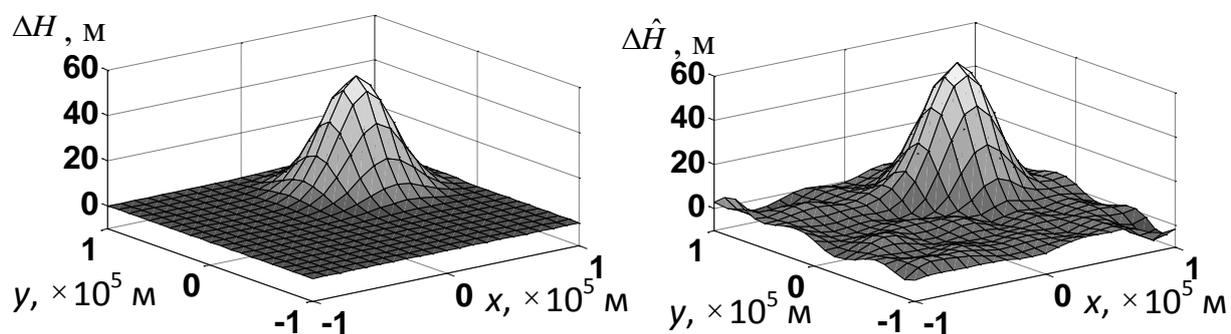


Рис. 2. Результат восстановления неоднородности рельефа. (Справа – задаваемое возмущение.)

Таким образом, предлагаемый метод позволяет провести восстановление возмущения гидрологии при условии неизвестного рельефа дна. Более того, дополнительным результатом такого томографического восстановления является еще и восстановление самого рельефа дна.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ № НШ-2631.2012.2, № МК-2041.2011.5, грантов РФФИ № 10-05-00229, № 10-02-00636, а также при частичной поддержке Правительства РФ (грант № 2010-220-01-077, договор № 11.G 34.31.0005).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Буров, С.Н. Сергеев, А.С. Шуруп // Акустич. журнал. 2011. Т.57. № 3. С. 348-363.

СТРОГОЕ РЕШЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ ЗАДАЧИ АКУСТИЧЕСКОЙ ТОМОГРАФИИ НА ОСНОВЕ ФУНКЦИОНАЛЬНО-АНАЛИТИЧЕСКОГО АЛГОРИТМА НОВИКОВА

В.А. Буров, А.С. Шуруп, Д.И. Зотов, О.Д. Румянцева

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, кафедра акустики
burov@phys.msu.ru

Акустическая томография является мощным инструментом для исследования природных сред, "прозрачных" для акустических волн, когда непосредственное измерение характеристик среды затруднительно или невозможно. В частности, к основным областям применения акустической томографии относятся медицинская диагностика и томография океанической среды. "Традиционные" методы решения задач акустической томографии часто являются приближенными. Так, например, в томографии океана [4], как правило, пользуются линейным приближением для восстановления слабых рассеивателей, а для реконструкции рассеивателей средней силы применяют итерационные процедуры. Известны, однако, методы решения обратных задач, которые позволяют получить математически строгое решение – это так называемые функционально-аналитические методы [5, 6, 7, 8]. В представляемой работе рассматривается возможность применения и численной реализации одного из функционально-аналитических методов, нашедшего отражение в алгоритме Р.Г. Новикова [6, 8], для целей акустической томографии. В работе [9], посвященной применению предыдущего варианта этого алгоритма в акустических приложениях, в качестве исходных данных выступала амплитуда рассеяния. В то же время, обсуждаемый ниже алгоритм Новикова [6, 8] использует в качестве исходных данных акустические поля, излученные и принятые на границе исследуемой области точечными преобразователями, что удобно в условиях натурального эксперимента.

Рассматривается достаточно гладкая двумерная область V_γ с границей γ (рис. 1). Внутри области V_γ находится неоднородность (рассеиватель), распределение параметров которой описывается функцией $\nu(\vec{r}, \omega_j)$, $\vec{r} \in V_\gamma$. Индекс j задает значение конкретной частоты ω_j , имея в виду возможное обобщение излагаемого ниже алгоритма на

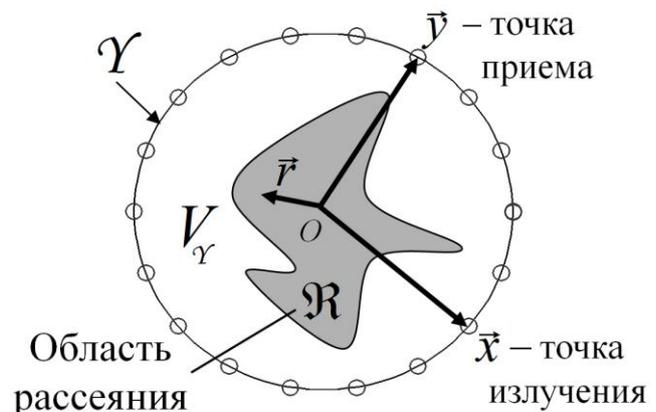


Рис. 1. Геометрия задачи в случае точечных приемоизлучающих преобразователей, расположенных на границе γ .

полихроматический режим зондирования. На границе \mathcal{Y} в точках $\bar{x} \in \mathcal{Y}$ располагаются излучатели, которые создают в области $V_{\mathcal{Y}}$ акустические поля. В отсутствие или в присутствии рассеивателя это поля $G_0^{\text{cl}}(\bar{r}, \bar{x}; \omega_j)$ или $G^{\text{cl}}(\bar{r}, \bar{x}; \omega_j)$, соответственно ($\bar{r} \in V_{\mathcal{Y}}$). Приемники полей находятся в точках $\bar{y} \in \mathcal{Y}$. В общем случае функция $v(\bar{r}, \omega_j)$ характеризует неоднородность скорости звука, плотности среды и коэффициента поглощения. В простейшем случае присутствия только неоднородности скорости звука имеем: $v(\bar{r}, \omega_j) = \omega_j^2 \left(\frac{1}{c_0^2} - \frac{1}{c^2(\bar{r})} \right)$, где $c(\bar{r})$ – распределение скорости звука в исследуемой области; c_0 – фоновое, априори известное значение скорости в однородной изотропной среде без поглощения. Далее используется временная зависимость полей $\sim \exp(-i\omega_j t)$.

Ставится задача восстановления $v(\bar{r}, \omega_j)$ на основе полей $G^{\text{cl}}(\bar{y}, \bar{x}; \omega_j)$, измеренных на границе исследуемой области. Данная задача решается в три этапа, описываемых ниже.

На первом этапе строится оператор $\hat{F}(\omega_j)$, переводящий произвольное акустическое поле $\psi(\bar{y}, \bar{x}; \omega_j)$ (в присутствии рассеивателя) на границе $\bar{y} \in \mathcal{Y}$ в значения нормальной производной (внешней по отношению к контуру \mathcal{Y}) этого поля: $\left. \frac{\partial \psi}{\partial n} \right|_{\mathcal{Y}} = \hat{F}(\omega_j)(\psi|_{\mathcal{Y}})$. Аналогично определяется оператор $\hat{F}_0(\omega_j)$ для полей в отсутствие рассеивателя. Нахождение ядра $(F - F_0)(\bar{y}, \bar{x}; \omega_j)$ оператора $(\hat{F} - \hat{F}_0)(\omega_j)$ основывается на решении следующего интегрального уравнения:

$$G^{\text{cl}}(\bar{y}, \bar{x}; \omega_j) = G_0^{\text{cl}}(\bar{y} - \bar{x}; \omega_j) + \int_{\mathcal{Y}} d\sigma_{\bar{y}'} \int_{\mathcal{Y}} d\sigma_{\bar{x}'} G_0^{\text{cl}}(\bar{y} - \bar{y}'; \omega_j) (F - F_0)(\bar{y}', \bar{x}'; \omega_j) G^{\text{cl}}(\bar{x}', \bar{x}; \omega_j). \quad (1)$$

Здесь $G_0^{\text{cl}}(\bar{y} - \bar{x}; \omega_j) = -\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_{0j} |\bar{y} - \bar{x}|)$ – классическая запаздывающая функция Грина однородного фонового пространства, $k_{0j} = \omega_j / c_0$; $G^{\text{cl}}(\bar{y}, \bar{x}; \omega_j)$ – классическая запаздывающая функция Грина пространства с рассеивателем, которая измеряется в эксперименте в качестве принимаемых полей. Решение уравнения (1) в координатном пространстве сопряжено с рядом трудностей, связанных, в том числе, с сингулярностью $G_0^{\text{cl}}(\bar{y} - \bar{x}; \omega_j)$ при $\bar{y} = \bar{x}$ и с необходимостью введения интерполяций при дискретизации интегралов. Данных трудностей можно избежать, если

перейти в пространство угловых гармоник, сопряженное к пространству углов, задающих положение точек \vec{x} на контуре Υ в виде окружности (аналогично для точек \vec{y}).

На втором этапе знание функции $(F - F_0)(\vec{y}, \vec{x}; \omega_j)$ позволяет определить значения амплитуды рассеяния $f(\vec{k}, \vec{l}; \omega_j)$, где волновой вектор \vec{k} характеризует направление падения плоской волны, а \vec{l} – волновой вектор, характеризующий соответствующее рассеянное поле в дальней зоне. Надо обратить внимание, что реально в эксперименте излучаются и принимаются поля точечными преобразователями. Введение плоских волн является только вспомогательным математическим аппаратом, используемым на данном этапе восстановления рассеивателя. Нахождение амплитуды рассеяния $f(\vec{k}, \vec{l}; \omega_j)$ из $(F - F_0)(\vec{y}, \vec{x}; \omega_j)$ осуществляется на основе соотношений, приведенных в работе [6] в более общем виде – для обобщенных полей, т.е. волновых полей, получаемых при формальном введении бесконечно малой, но ориентированной добавки к волновому вектору исходной классической плоской волны. В частном случае классических полей данные соотношения имеют следующий вид:

$$f(\vec{k}, \vec{l}; \omega_j) \equiv \frac{1}{(2\pi)^D} \int_{\Upsilon} d\sigma_y \int_{\Upsilon} d\sigma_{y'} \exp(-i \vec{l} \vec{y}) (F - F_0)(\vec{y}, \vec{y}'; \omega_j) u^{\text{cl}}(\vec{y}', \vec{k}; \omega_j),$$

где $u^{\text{cl}}(\vec{y}, \vec{k}; \omega_j) = \exp(i \vec{y} \vec{k}) + \int_{\Upsilon} A^{\text{cl}}(\vec{y}, \vec{y}', \vec{k}; \omega_j) u^{\text{cl}}(\vec{y}', \vec{k}; \omega_j) d\sigma_{y'}$,

и вспомогательная функция $A^{\text{cl}}(\vec{y}, \vec{x}; \omega_j)$ находится из соотношения

$$A^{\text{cl}}(\vec{y}, \vec{x}, \vec{k}; \omega_j) = \int_{\Upsilon} d\sigma_{y'} G_0^{\text{cl}}(\vec{y} - \vec{y}', \vec{k}; \omega_j) (F - F_0)(\vec{y}', \vec{x}; \omega_j).$$

На третьем этапе найденные значения $f(\vec{k}, \vec{l}; \omega_j)$ позволяют восстановить искомую функцию рассеивателя $v(\vec{r}, \omega_j)$, используя функционально-аналитический алгоритм Новикова [7], который был уже численно реализован ранее [9].

При численном моделировании в качестве области томографирования V_{Υ} рассматривалась область цилиндрической формы, т.е. в двумерном случае – в форме круга с радиусом $R_0 = 6.7 \lambda_{0j}$, где λ_{0j} – длина волны на единственной рассматриваемой частоте 100 Гц при $c_0 = 1500$ м/с. Область рассеяния также имела круговую (цилиндрическую) форму радиуса $a = 3 \lambda_{0j}$. Полагалось, что $c(\vec{r}) = 2000$ м/с при $|\vec{r} - \vec{r}_a| \leq a$ и $c(\vec{r}) = c_0$ при $|\vec{r} - \vec{r}_a| > a$. В обоих случаях истинное амплитудное значение нормированной функции рассеивателя составляло $v/k_0^2 = 0.438$. Использовались 64 приемопередающих преобразователя, расположенных на границе исследуемой области. На рис. 2 приведены результаты

восстановления центрально-симметричного рассеивателя ($\vec{r}_a = 0$), и смещенного рассеивателя с центром в точке $\vec{r}_a = \{0, -a\}$. Как видно, удалось правильно восстановить месторасположения неоднородностей, их форму и амплитудные значения.

Следующим этапом исследований является вопрос в возможности уменьшения количества приемопередающих преобразователей, необходимых для практической реализации построенной модели. Решение поставленной задачи может основываться на совместном использовании "традиционных" и функционально-аналитических методов решения обратных задач рассеяния.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ № НШ-2631.2012.2, № МК-2041.2011.5, грантов РФФИ № 10-05-00229, № 10-02-00636, а также при частичной поддержке Правительства РФ (грант № 2010-220-01-077, договор № 11.G 34.31.0005).

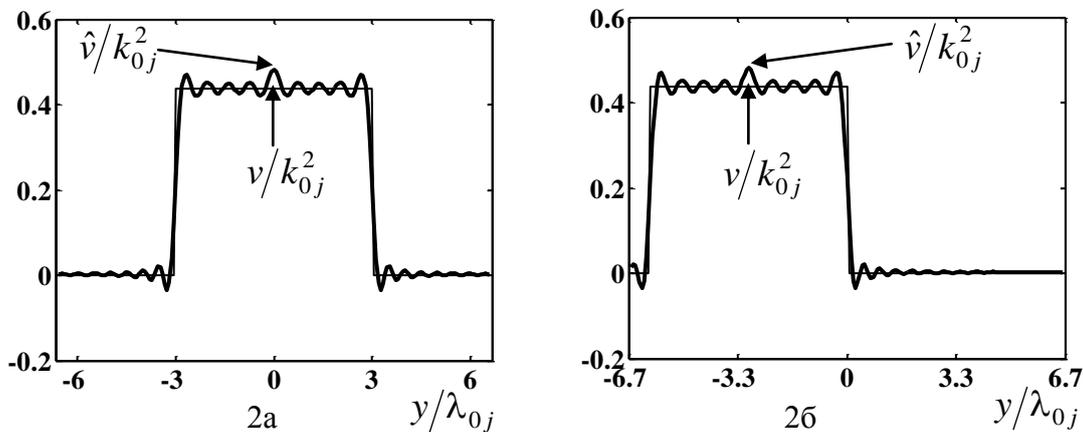


Рис. 2. Центральные сечения (вдоль оси ординат y) рефракционного рассеивателя цилиндрической формы радиуса $a = 3\lambda_{0j}$, с дефокусирующим контрастом скорости звука $\Delta c/c_0 \equiv (c - c_0)/c_0 \approx 0.33$, создающим дополнительный набег фазы $\approx 3\pi$: (а) – центрально-симметричный рассеиватель; (б) – рассеиватель, смещенный из центра исследуемой области. Приведены истинные значения функции v/k_{0j}^2 (тонкая линия) и результат восстановления \hat{v}/k_{0j}^2 (толстая линия).

ЛИТЕРАТУРА

4. В.В. Гончаров, В.Ю. Зайцев, В.М. Куртепов, А.Г. Нечаев, А.И. Хилько “Акустическая томография океана” Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997.
5. П.Г. Гриневич, С.В. Манаков // Функцион. анализ и его прил. 1986. Т. 20. № 2. С. 14.
6. Р.Г. Новиков // Функцион. анализ и его прил. 1988. Т. 22. № 4. С. 11.
7. R.G. Novikov // Physics Letters A. 1998. V. 238. P. 73.
8. R.G. Novikov, M. Santacesaria // International Mathematics Research Notices. 2012. doi:10.1093/imrn/rns025

9. В.А. Буров ,Н.В. Алексеенко , О.Д. Румянцева // Акуст. журн. 2009.
Т. 55. № 6. С. 784.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ СИСТЕМЫ H_2O-D_2O

Н.С. Васильев, Д.В. Кашаев

ФГБОУ ВПО «Кубанский государственный университет»

nikolasvs@mail.ru

Дейтерий является уникальным изотопом водорода. Его природная концентрация в жидкой воде (например, океанические воды) составляет около 154 частей на миллион. В ЯМР спектроскопия дейтерия используется для различных целей и исследований в разнообразных химических системах, Поэтому важно знать структуру и динамику H_2O-D_2O системы.

В данной работе представлены результаты нашего исследования H_2O-D_2O системы с различной концентрации D_2O .

Измерения проводились на ЯМР-спектрометр JEOL JNM-ECA 400. Использовалась дистиллированная вода с сопротивлением 300 кОм / см и D_2O (обогащенного до 99,8% в дейтерий). Пробы воды для измерения дейтерия были подготовлены различные концентрации D_2O (С), лежала в диапазоне 7 - 97%. Спин-решеточной релаксации (T_1) были измерены при 61,4 МГц. Импульсной последовательности была использована $180^\circ - \tau - 90^\circ$. Температура вонда управляется с точностью $\pm 0,5$ К. неопределенности производных значений T_1 оценивается в 2%.

Концентрационная зависимость 2D спин-решеточной релаксации в H_2O-D_2O жидкости, показана на рисунке 1. T_1 определялась при 298 К. Результаты указывают, что зависимость имеет полиномиальный вид. Кривая приближения показана на рисунке 1.

Было найдено [1], что время релаксации дейтронов можно объяснить, рассматривая только два вклада в T_1 . Один из них был связан с разрывом водородных связей, а другой с вращательной релаксации отдельных молекул воды. Вполне возможно, что оба вклада определяют полином концентрационных зависимостей 2D спин-решеточной релаксации.

Концентрационные зависимости химического сдвига ЯМР показано на рисунке 2. Зависимость не является линейной. Кривая состоит из участков с минимальным и максимальным значениями сдвига химического дейтерия. Значения лежат в диапазоне 4,72 - 4,82 ppm.

Экспериментальные ЯМР измерения дейтерия в D_2O свидетельствует о том, что движение анизотропно [2]. Это может быть доминирующим фактом, который играет важную роль в концентрационной зависимости химического сдвига H_2O-D_2O системы. Кроме того, обменные процессы между H_2O и D_2O также могут быть связаны с нелинейной зависимостью концентрации.

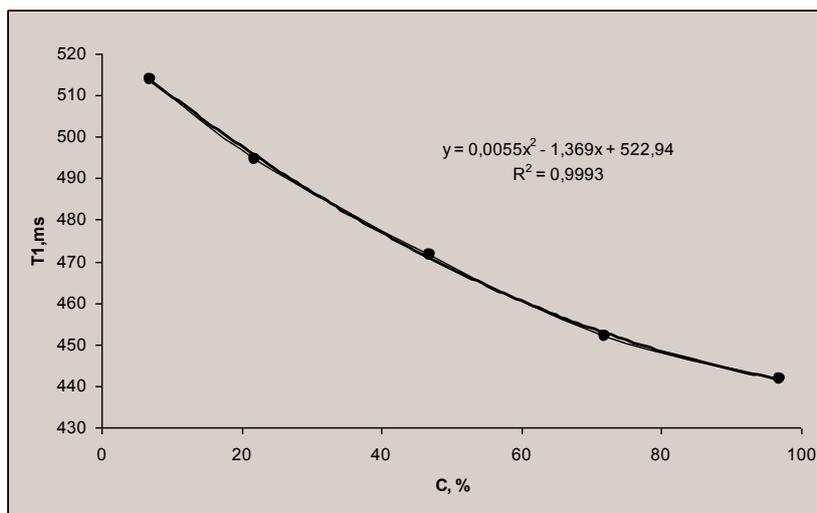


Рис. 1. Время спин-решеточной релаксации 2D в H_2O-D_2O системе при различной концентрации D_2O .

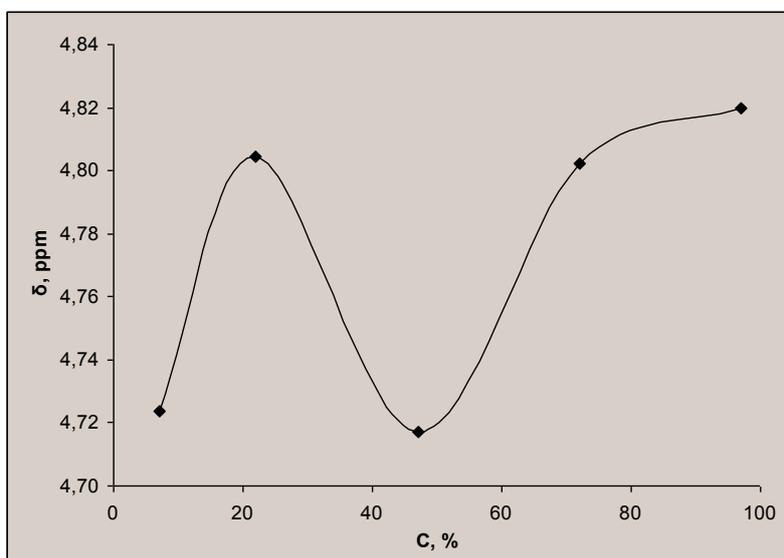


Рис. 2. Химический сдвиг дейтерия в H_2O-D_2O системе при различной концентрации D_2O .

ЛИТЕРАТУРА

1. J.C. Hindman et al. //The Journal of Chemical Physics 1971. V. 54. P. 621 - 634.
2. T.C. Farrar, J.A. Ropp // Journal of Molecular Liquids 2002.P. 103-127.

ТЕОРИЯ СПЕКТРОСКОПИИ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ
ЗАВИСИМОСТЕЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОСПРИИМЧИВОСТЕЙ
ОДНОМЕРНО НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД С ПРОИЗВОЛЬНОЙ
ЧАСТОТНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

А.А. Голубков, В.А. Макаров

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
andrej2501@yandex.ru

Введение. Нахождение и контроль пространственных зависимостей компонент тензоров линейной и нелинейных оптических восприимчивостей одномерно неоднородных структур, в том числе многослойных систем, становится все более актуальной практической задачей [1]. Для линейных сред существуют различные методы ее решения [1 – 3], однако они применимы только для слабо неоднородных [1] или не поглощающих сред [2], либо для сред, частотная дисперсия которых описывается простейшими моделями [3]. Неразрушающие методы, разработанные для нахождения профиля квадратичной оптической восприимчивости применимы только для не поглощающих сред с однородными линейными диэлектрическими свойствами [4]. Иногда также используют различные априорные предположения о форме искомого профиля компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z)$ и из экспериментальных измерений находят лишь значения нескольких подгоночных параметров, которые дают наилучшее согласие с экспериментом [5]. Для сред с кубической нелинейностью решение такого типа задач вообще только начинается.

В докладе излагается разработанная авторами теория спектроскопии линейных, квадратичных и кубических восприимчивостей одномерно неоднородных сред с произвольной частотной дисперсией [6 – 16].

Спектроскопия линейной диэлектрической проницаемости одномерно неоднородной среды. В работах [6, 7] впервые была доказана возможность однозначного восстановления координатной зависимости всех компонент тензора линейной диэлектрической проницаемости поглощающей одномерно неоднородной пластинки, среда которой обладает любой симметрией (кроме классов 1, 2 и m). Восстановление осуществимо, в том числе и в области сильной частотной дисперсии среды, если в некотором диапазоне углов падения p - и s -поляризованных плоских монохроматических волн известны их коэффициенты отражения от пластинки и прохождения через нее. В [6, 8] был предложен алгоритм восстановления компонент тензора диэлектрической проницаемости, основанный на поиске единственного нулевого минимума функционала специального вида. Его эффективность была показана в [8] на примере восстановления нескольких однородных и неоднородных профилей в численном эксперименте. В работе [9]

предложенная в [6] методика была экспериментально реализована для восстановления спектральной зависимости линейной диэлектрической проницаемости однородной пластины в терагерцовом диапазоне частот.

Нахождение профиля кубической нелинейной восприимчивости. Результаты работы [6] были обобщены в [10, 11] на одномерно неоднородные среды с кубической нелинейностью. В [10] было показано, что если среда обладает плоскостью симметрии m_y , перпендикулярной ее поверхности, то пространственный профиль компоненты $\hat{\chi}_{yyyy}^{(3)}(z, \omega, -\omega, \omega, \omega)$ тензора кубической нелинейной восприимчивости может быть однозначно восстановлен. Такое восстановление можно провести по измеренным в некотором диапазоне углов падения амплитудным комплексным коэффициентам отражения, прохождения и преобразования s -поляризованной плоской сигнальной монохроматической волны в две новые волны, распространяющиеся по обе стороны от пластинки. Эти две волны возникают в результате нелинейного взаимодействия сигнальной волны с мощной плоской волной, нормально падающей на пластинку. Предложенный в [10] алгоритм восстановления $\hat{\chi}_{yyyy}^{(3)}(z, \omega, -\omega, \omega, \omega)$ основан на поиске единственного нулевого минимума специальным образом построенного функционала. Для сред, обладающих дополнительно осью симметрии 2_z , 4_z , 6_z или ∞_z , перпендикулярной поверхности пластинки, разработанным в [10] способом может быть восстановлен профиль и исследована частотная дисперсия около трети всех независимых комплексных компонент тензора $\hat{\chi}^{(3)}$. В [11] была доказана возможность и предложен алгоритм однозначного восстановления координатной зависимости компонент $\chi_{yyyy}^{(3)}(z, \omega_1; \omega_1, -\omega_3, \omega_3)$, $\chi_{yyyy}^{(3)}(z, \omega_2; \omega_2, -\omega_3, \omega_3)$, $\chi_{yyyy}^{(3)}(z, 2\omega_3 - \omega_1; -\omega_1, \omega_3, \omega_3)$ и $\chi_{yyyy}^{(3)}(z, 2\omega_3 - \omega_2; -\omega_2, \omega_3, \omega_3)$ комплексных тензоров $\hat{\chi}^{(3)}(z, \omega'; \omega', -\omega, \omega)$ и $\hat{\chi}^{(3)}(z, 2\omega - \omega'; -\omega', \omega, \omega)$, описывающих четырехфотонное взаимодействие двух волн в одномерно неоднородной пластинке, среда которой обладает плоскостью симметрии m_y , перпендикулярной ее поверхности. Для сред, обладающих дополнительно осью симметрии 2_z , 4_z , 6_z или ∞_z предложенным в [11] способом может быть восстановлено около пятой части всех независимых компонент указанных выше тензоров.

Спектроскопия квадратичной нелинейности. В работах [12 – 16] были разработаны два метода однозначного восстановления профилей компонент комплексных тензоров $\hat{\chi}^{(2)}(z, \omega_1 \pm \omega_2; \omega_1, \pm \omega_2)$ квадратичной восприимчивости среды, линейные свойства которой описываются диагональным тензором $\hat{\epsilon}(z, \omega)$, произвольно зависящим от координаты z и частоты. Они включают дополнительные измерения интенсивности волн

разностной или суммарной частоты, генерируемых в специальных условиях с использованием исследуемой и эталонной пластин, что позволяет обойтись без сложных фазовых измерений. Оба метода основаны на решении интегральных уравнений Фредгольма первого рода с известной правой частью. Первый метод использует неколлинеарное взаимодействие волны с частотой ω_1 , нормально падающей на плоскопараллельную пластинку, и волны с частотой ω_2 , падающей на нее под некоторым углом α . Для однозначного восстановления компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z, \omega_1 + \omega_2; \omega_1, \omega_2)$ необходимо в некотором диапазоне углов падения волны с частотой ω_2 измерить комплексную амплитуду отраженной от пластинки волны суммарной частоты. Аналогично можно однозначно восстановить и профили компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z, \omega_1 - \omega_2; \omega_1, -\omega_2)$, описывающего генерацию разностной частоты. Меняя плоскости падения волн основного излучения и (или) их поляризацию можно однозначно восстановить координатные зависимости всех компонент (кроме $\chi_{zzz}^{(2)}$) комплексных тензоров квадратичной восприимчивости $\hat{\chi}^{(2)}(z, \omega_1 \pm \omega_2; \omega_1, \pm\omega_2)$.

Однако первый метод малоэффективен при нахождении профилей компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z, \omega_1 - \omega_2; \omega_1, -\omega_2)$, если $|\omega_1 - \omega_2| \ll \omega_2$. В этом случае волна разностной частоты распространяется от пластинки в виде однородной волны только если $\omega_2 \sin \alpha \leq |\omega_1 - \omega_2|$, т.е. только при малых α . Но именно такое соотношение частот возникает во многих практически важных приложениях, например, при генерации терагерцовых волн методами нелинейной оптики. В этом случае эффективнее использовать второй метод нахождения координатной зависимости различных компонент (в том числе и компоненты $\chi_{zzz}^{(2)}$) комплексных тензоров квадратичной восприимчивости. В нем используется одна бигармоническая волна основного излучения (образованная двумя коллинеарно распространяющимися волнами с частотами ω_1 и ω_2), падающая под углом α на плоскопараллельную пластинку. В такой схеме угол отражения или прохождения через пластинку волны разностной (и суммарной) частоты всегда равен α . Для реализации этого метода достаточно в некотором диапазоне углов падения α измерить комплексную амплитуду отраженной от пластинки волны разностной (суммарной) частоты. Меняя плоскость падения бигармонической волны и (или) поляризацию образующих ее монохроматических волн, можно восстанавливать профили различных компонент тензора квадратичной нелинейной восприимчивости при любом соотношении частот ω_1 и ω_2 .

Меняя частоты ω_1 и (или) ω_2 , можно находить профили компонент тензора $\hat{\chi}^{(2)}(z, \omega_1 \pm \omega_2; \omega_1, \pm \omega_2)$ на разных частотах, и, следовательно, исследовать частотную дисперсию квадратичной восприимчивости различных частей среды, что можно использовать для неразрушающего контроля внутренней структуры различных устройств.

Заключение. Таким образом, в последние годы достигнут значительный прогресс в теории спектроскопии одномерно неоднородных линейных и нелинейных сред, свидетельствующий о принципиальной возможности однозначного определения по данным эксперимента координатных зависимостей компонент комплексных тензоров оптических восприимчивостей таких сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.F. Power // Rev. of scientific instruments 2002. V. 73. No 12. P. 4057.
2. A. Roger, D. Maestre, M. J. Cadilhac // J. Optics 1978. V. 9. No 2. P. 83.
3. A. B. de Monvel, D. Shepelsky // Inv. Prob. 2002. V. 18. No 5. P. 1377.
4. A. Ozcan, M.J.F. Digonnet, G.S. Kino // J. Applied Physics 2005. V. 97. No 1. 013502.
5. V. Treanton, N. Godbout, S. Lacroix // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. V. 21. No 12. P. 2213.
6. А.А. Голубков, В.А. Макаров // Вестн. Моск. Ун-та. Физ. Астрон. 2009. № 6. С. 67.
7. А.А. Голубков, В.А. Макаров // Вестн. Моск. Ун-та. Физ. Астрон. 2010. № 3. С. 32.
8. А.А. Голубков, В.А. Макаров // Оптика и спектроскопия 2010. Т. 108. № 5. С. 849.
9. А.А. Ангелуц, А.А. Голубков, В.А. Макаров, А.П. Шкуринов // Письма в ЖЭТФ 2011. Т. 93. № 4. С. 209.
10. А.А. Голубков, В.А. Макаров // Квант.электрон. 2010. Т. 40. № 11. С. 1045.
11. А.А. Голубков, В.А. Макаров // Квант.электрон. 2011. Т. 41. № 6. С. 534.
12. А.А. Голубков, В.А. Макаров // Квант.электрон. 2011. Т. 41. № 11. С. 968.
13. А.А. Голубков, В.А. Макаров // ЖЭТФ 2012. Т. 141. № 4. С. 636.
14. А.А. Golubkov, V.A. Makarov // Laser physics 2012. V. 22. No 1. P. 165.
15. А.А. Golubkov, V.A. Makarov // Physics of wave phenomena 2012. V. 20. No 1. P. 1.
16. А.А. Golubkov, V.A. Makarov // Optics Communications 2012. V. 285. No 8. P. 2174.

ПОДАВЛЕНИЕ АНОМАЛИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ
ПРОНИЦАЕМОСТИ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКЕ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТ
НА РАЗНЫХ ЧАСТОТАХ МИКРОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА

С.В. Данилова¹, Е.С. Иванова², А.К. Малышкин¹, Г.И. Овчинникова¹, Ю.А.
Пирогов¹

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова
²Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН
gio@physics.msu.ru

Первые эксперименты по длительному воздействию микроволнового излучения на сегнетоэлектрик триглицинсульфат (ТГС) [1] показали, что облучение кристалла в течение 1-5-ти часов приводит к значительному (~90%) подавлению аномалии низкочастотной диэлектрической проницаемости (ϵ'_n). Эксперименты были проведены на одной частоте 40 ГГц в области сильной частотной зависимости микроволновой диэлектрической проницаемости (ϵ'_m).

В данной работе расширен частотный диапазон исследований в область более высоких частот с одновременным измерением диэлектрических спектров ($\epsilon'_m(\omega)$ и $\epsilon''_m(\omega)$) ТГС в диапазоне 90-150 ГГц. Измерения в этом частотном диапазоне проводились на субмиллиметровом спектрометре, построенном на лампе обратной волны. Перестраиваемое по частоте монохроматическое излучение распространялось в свободном пространстве в виде пучка диаметром 40 мм, формируемого диэлектрическими линзами, и падало нормально на плоскость образца сечением 10,70 x 12,43 мм² и толщиной 5,22 мм. Прошедшее через образец излучение регистрировалось в оптико-акустическом приемнике. Расчет спектров $\epsilon'_m(\omega)$ и $\epsilon''_m(\omega)$ осуществлялся с помощью программного обеспечения «Epsilon 2001». Диэлектрические спектры в этом частотном диапазоне не обнаружили заметной зависимости от частоты, т.е. заметной диэлектрической дисперсии.

Эксперименты по длительному воздействию микроволн были проведены на частотах 110 ГГц и 140 ГГц исследуемого диапазона. Перед измерениями кристаллы отжигались при температуре 110 °С в течение 2-х часов, затем измерялись температурные зависимости диэлектрической проницаемости на частоте 1 кГц (ϵ'_n), на которой обычно и наблюдается аномалия диэлектрической проницаемости в виде резкого роста диэлектрической проницаемости при приближении к температуре фазового перехода 49 °С. Затем кристалл облучался в течение 5-ти часов на частотах 110 ГГц и 140 ГГц, и снова измерялись температурные зависимости ϵ'_n на частоте 1 кГц. Результаты этих измерений для частоты 110 ГГц представлены на рис. 1. На этой частоте не были зафиксированы эффекты микроволнового воздействия, т.е. подавления диэлектрической аномалии, как и на частоте 140 ГГц. Незначительная разница в значениях

диэлектрической проницаемости в максимуме укладывается в 15% ошибку измерений. Могут вносить вклад в ошибку и процессы «старения» образцов со временем, т.к. время между облучением и измерением составляло более суток. В работе обсуждается механизм микроволнового воздействия.

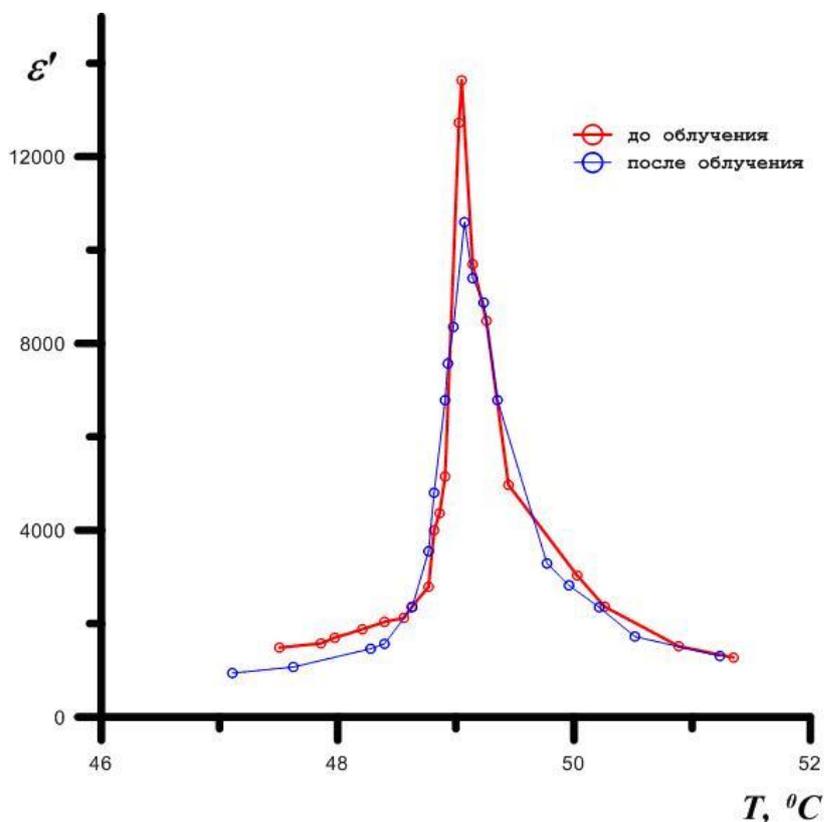


Рис. 1. Температурная зависимость действительной части диэлектрической проницаемости ϵ'_n до и после облучения на частоте 110 кГц в течение 5-ти часов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.К. Новик, Г.И. Овчинникова, Ю.А. Пирогов, А.Н. Солошенко // Известия РАН. Серия Физическая. 2000. Т.64. No 12. С. 2452-2456.

РОЛЬ ЛОКАЛЬНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ МОЛЕКУЛ РАСТВОРИТЕЛЯ В ПЕРЕНОСЕ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ В НИКОТИНАМИДАДЕНИНДИНУКЛЕОТИДЕ

Е.П. Конькова¹, М.Б. Белоненко^{2,3}

¹ Волгоградский Государственный Университет

² Лаборатория Нанотехнологий Волгоградского Института Бизнеса

³ EntropiqueInc., London, ON N6J 3S2, Canada

konelepet@mail.ru

При малых (~ 10 Å) расстояниях между взаимодействующими молекулами большую вероятность приобретает [1] процесс ассоциации. В молекуле никотинамидадениндинуклеотидавосстановленного (НАДН) аденин и никотинамид уже находятся на малом расстоянии. На рис. 1 представлены взаимодействующие аденин и никотинамид.

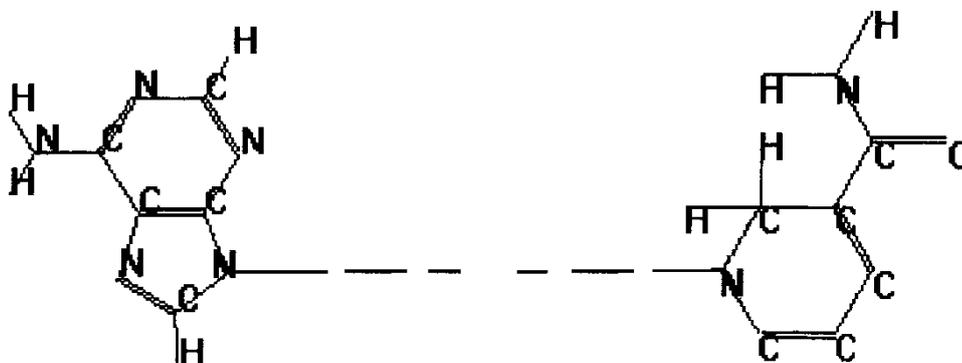


Рис. 1. Взаимодействующие аденин (слева) и никотинамид (справа)

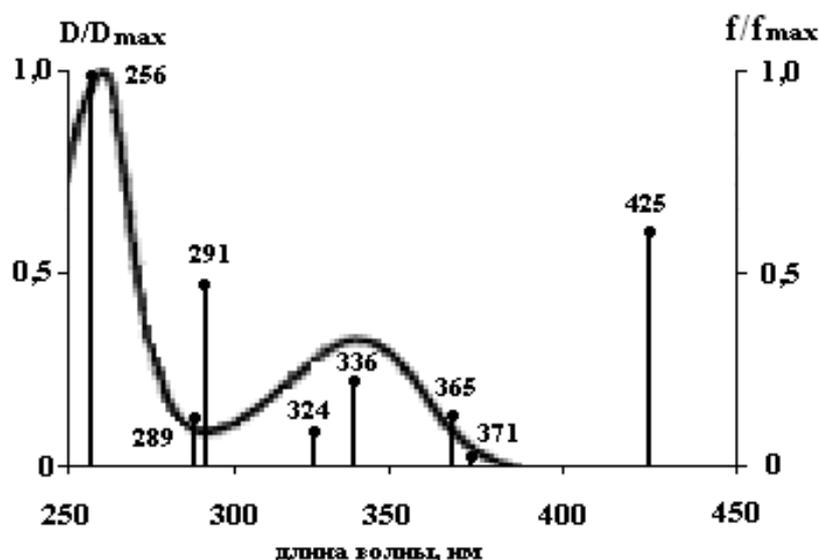


Рис. 2. Сравнение результатов расчета электронных переходов изолированной молекулы НАДН и спектра поглощения [2] водного раствора НАДН

На рис. 2 представлено сравнение результатов расчета электронных переходов изолированной молекулы НАДН и спектра поглощения [2] водного раствора НАДН. По аналогии с [3], [4] переходы на 291 и 425 нм понимались как проявление взаимодействия аденина и никотинамида в изолированной молекуле НАДН.

В [5] изложены элементы теории пофрагментного расчета электронных переходов макромолекул с учетом возможного переноса заряда между фрагментами. В настоящей работе описанная в [5] процедура впервые предлагается для расчета электронных переходов ассоциата. Взаимодействие аденина и никотинамида в молекуле НАДН рассматривается в рамках теории ассоциации. На рис. 3 представлена рассчитанная [6], [7] концентрационная зависимость длины волны первого синглетного перехода ассоциата. Рибоза и остаток фосфорной кислоты выполняли функцию связующего звена, удерживавшего аденин и никотинамид на естественном для молекулы НАДН расстоянии и не включались в расчет. Усиление процесса ассоциации может происходить за счет универсальных взаимодействий, однако между аденином и никотинамидом не образовывались ни прямые водородные связи, ни мостики из молекул воды, что свидетельствует о Ван-дер-Ваальсовой природе доминирующих в ассоциате сил. С учетом малых расстояний (ребра периодической ячейки $\sim 10 \text{ \AA}$) и общей для аденина и никотинамида сольватной оболочки, характер концентрационной зависимости ассоциата объясняется экситонной [1] теорией.

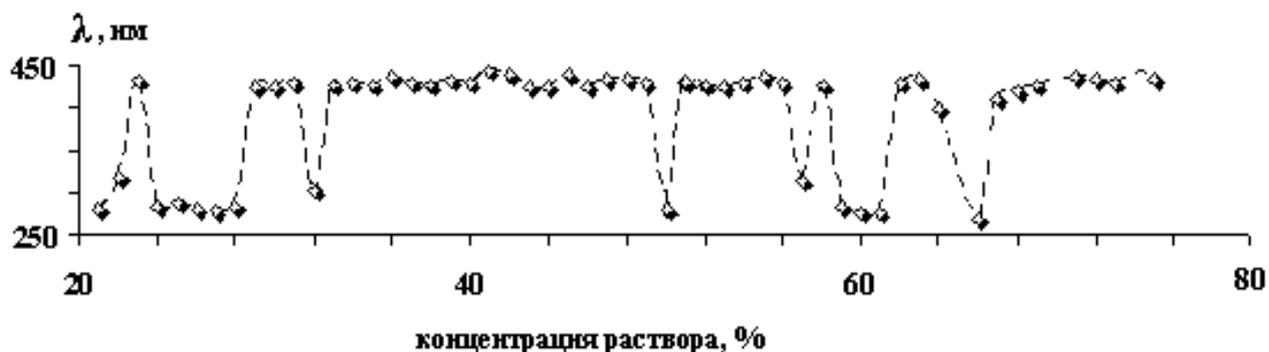


Рис. 3. Концентрационная зависимость длины волны первого синглетного перехода ассоциата

Безызлучательный (значительные концентрации раствора) перенос энергии возбуждения между аденином и никотинамидом осуществляется по индуктивно-резонансному (электронные облака не перекрываются) механизму и делокализует возбуждение между ними. Перенос энергии обусловлен взаимодействием мгновенных диполей, наведенных за счет колебаний зарядовой плотности в ассоциате. Классический смысл энергии возбуждения в данном случае имеет разница в степенях возбуждения аденина и никотинамида. Рассчитывая длину волны первого

синглетного перехода ассоциата при заданной концентрации раствора, мы определяем место преимущественной локализации возбуждения при заданной конфигурации ассоциата. Раствор может быть уподоблен набору ассоциатов в различных конфигурациях, образующихся за счет флуктуационного движения молекул воды в ближайшем окружении каждого ассоциата. Перенос заряда есть суть делокализации энергии возбуждения в ассоциате. Из рис. 3 видно, что возбуждение преимущественно локализуется на длинноволновом поглощающем центре ассоциата, никотинамиде. Известно [1], [8], что вероятность направленного переноса энергии от коротковолновых к длинноволновым поглощающим центрам у гетероциклических соединений коррелирует с вероятностями соответствующих электронных переходов. На основании изложенного сделан вывод, что в молекуле НАДН возможно существование направленного переноса энергии возбуждения от коротковолнового поглощающего центра аденина к длинноволновому поглощающему центру никотинамиду.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.В. Левшин, А.М. Салецкий “Люминесценция и ее измерения: Молекулярная люминесценция” М.: МГУ, 1989.
2. <http://www.cancerplot.ru/AUTO/autotxt.html>
3. С.Ф. Барановский, П.А. Болотин // Журн. прикл. спектр. 2007. Т. 74. № 2. С. 188.
4. В.А. Лапина, П.П. Першукевич, А.Е. Донцов и др. // Журн. прикл. спектр. 2008. Т. 75. № 1. 52.
5. О.Ю. Никитин, Б.К. Новосадов // Журн. структ. химии. 1995. Т. 36. № 3. С. 387.
6. К.Я. Бурштейн, П.П. Шорыгин “Квантовохимические расчеты в органической химии и молекулярной спектроскопии” М.: Наука, 1989.
7. Hyperchem, <http://www.hyper.com>
8. В.Ю. Плавский, В.А. Мостовников, Г.Р. Мостовникова // Журн. прикл. спектр. 2004. Т. 71. № 6. С. 749.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ СВЧ
ФОТОПРОВОДИМОСТИ ВБЛИЗИ P-N ПЕРЕХОДА В БАЗЕ
ДВУСТОРОННИХ КРЕМНИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

О.Г.Кошелев¹, Г.И. Унтила²

¹Физический факультет Московского государственного университета.

²Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета.

scon282@phys.msu.ru

Время жизни неравновесных носителей заряда τ в базовой области кремниевых солнечных элементов СЭ является одним из основных параметров, определяющих их эффективность. Известны различные методы определения τ в СЭ [1]. При этом обычно предполагается, что значения τ не зависят от расстояния X до p-n перехода. Однако при солнечном освещении это, как правило, не выполняется. Согласно формуле Шокли-Рида в рамках линейной модели рекомбинации [2]

$$\tau_{SR} = \frac{\tau_0(n_0 + p_0) + \tau_m \delta n}{n_0 + p_0 + \delta n} \quad (1),$$

где τ_0 значение τ при низком уровне возбуждения, τ_m – предельное значение τ , зависящее от типа рекомбинационных центров и их концентрации ($\tau_m > \tau_0$), n_0 и p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок, δn – концентрация неравновесных носителей (электронов в базе p типа). Солнечный свет поглощается в основном вблизи освещаемого $p - n$ перехода, поэтому значения δn и τ снижаются по мере прохождения света через базу.

Цель настоящей работы – определение времен релаксации СВЧфотопроводимости τ_{ph} вблизи p-n перехода в базе кремниевых СЭ при интенсивностях света, сравнимых с солнечной. Для этого исследовалась фотопроводимость двусторонних СЭ по пропусканию СВЧ волны, а также проводились численные расчеты на ЭВМ.

Измерения проводились на СЭ $n^+ - p - p^+$ типа, изготовленных из монокристаллического кремния, у которых на обе стороны были нанесены прозрачные для света контакты. На n^+ слой была нанесена пленка $In_2O_3:F$, а на p^+ слой – пленка Al_2O_3 . Технология изготовления этих контактов описана в [3]. СЭ имели размеры $20 \times 20 \times 0.2$ мм³. Удельное сопротивление базы составляло $1 \div 2$ Ом.см, что соответствует $p_0 \cong 10^{16}$ см⁻³, при этом $n_0 \ll p_0$. Освещение проводилось арсенид-галлиевыми светодиодами со стороны $n^+ - p$ перехода. Интенсивность I излучаемого ими света менялась со временем t по закону

$$I = I_0 + \Delta I \sin(\omega t), \quad (2)$$

где $\omega=2\pi f$, f – частота модуляции света, $\Delta I < I_0$. СЭ вставлялся в щель между волноводами сечением 7.2×3.6 мм² перпендикулярно направлению распространения волны с частотой 26 ГГц. Благодаря освещению интенсивность прошедшей через СЭ СВЧ волны менялась по закону

$$P = P_0 + \Delta P \sin(\omega t + \varphi), \quad (3)$$

в СЭ ($\tau = \omega^{-1} \operatorname{tg} \varphi$). Измерения значений τ проводились как при разомкнутых, так и при замкнутых контактах СЭ (т.е. в режиме холостого хода - τ_{oc} и режиме тока короткого замыкания - τ_{sc}). На рис.1 приведены зависимости τ_{os} и τ_{sc} от плотности тока короткого замыкания i_{sc} СЭ. Его максимальное значение (70 мА/см²) было примерно таким же, как при освещении Солнцем (≈ 2 АМ1.5). Линейная зависимость $\tau_{oc}(i_{sc})$ говорит о том, что $\delta n \ll p_0$. Кроме того, поскольку с ростом i_{sc} величина τ_{oc} меняется примерно в 2 раза, то $\delta n \tau_m \gg p_0 \tau_0$ и $\tau_m \gg \tau_0$.

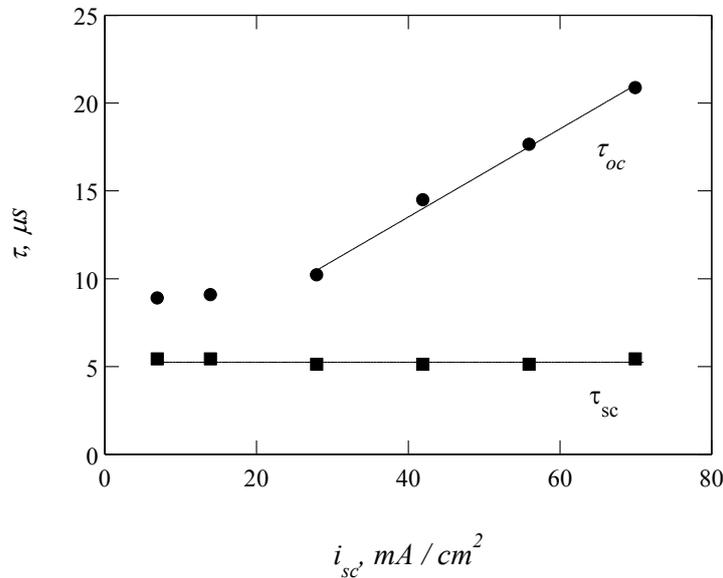


Рис.1. Зависимости τ_{os} и τ_{sc} от плотности тока короткого замыкания i_{sc} СЭ

Для более детального анализа фотопроводимости, измеряемой по пропусканию СВЧ волны, проводились расчеты на ЭВМ. Приблизительно методом прогонки решалось дифференциальное уравнение, описывающее зависимость $\delta n(X)$. В него в качестве τ в нулевом приближении подставлялась величина $\tau = (1/\tau_{SR} + i\omega)^{-1}$. Вектор фотопроводимости полагался пропорциональным δN , где $\delta N = \frac{1}{k} \sum_{m=1}^k \delta n_k$. Значения τ вычислялись по формуле $\tau = \omega^{-1} \operatorname{arctg}[\operatorname{Im}(\delta N)/\operatorname{Re}(\delta N)]$. На рис.2 сплошными линиями показаны зависимости $|\delta n_{oc}(X)|$ и $|\delta n_{sc}(X)|$ в относительных единицах, а штриховыми линиями – зависимости $\tau_{oc}(X)$ $\tau_{sc}(X)$. Кривые вычислены при $\tau_0 = 10$ мкс, $\tau_m = 100$ мкс, $\delta n/p_0 = 0.1$, $f = 10$ кГц, скорости

поверхностной рекомбинации на тыльной стороне $S = 100$ см/с. Коэффициент поглощения света полагался равным 200 см⁻¹, что соответствует максимуму спектра излучения использованных светодиодов. Как видно, по мере приближения к p - n переходу отношение $|\delta n_{sc} / \delta n_{hh}|$ резко падает из-за диффузии неравновесных электронов через p - n переход в режиме короткого замыкания. Таким образом по разности векторов δN_{oc} и δN_{sc} можно определить время релаксации фотопроводимости в слое, прилежащем к p - n переходу.

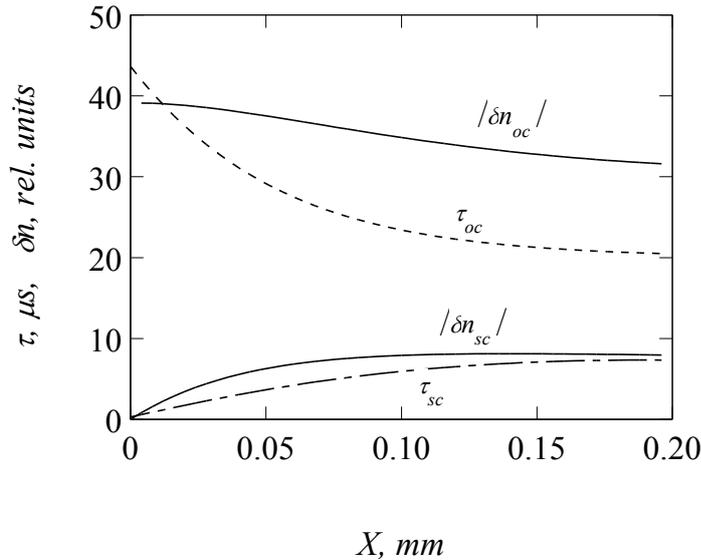


Рис.2. Сплошные линии - зависимости $|\delta n_{oc}(X)|$ и $|\delta n_{sc}(X)|$ в относительных единицах. Штриховые линии – зависимости $\tau_{oc}(X)$ $\tau_{sc}(X)$.

На основании данных, приведенных на рис.1, при максимальной интенсивности света это время на 15% больше, чем усредненное по всей толщине базы время релаксации фотопроводимости в режиме холостого хода.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.R.Dhariwal, N.K.Vasu. // Solid-St. Electron. 1981.V. 24. P. 915.
2. В.Л.Бонч-Бруевич, С.Г.Калашников. «Физика полупроводников» М.: Наука, 1977.
3. Г.И. Унтила, Т.Н. Кост, А.Б. Чеботарёва, М.Б. Закс, А.М. Ситников, О.И. Солодуха // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 6. В. 6. С. 852.

СПЕКТРОСКОПИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ ТРАНСПОРТА МОЛЕКУЛ ВОДЫ В ГЛИНАХ

Д.М. Курмашева¹, П.О. Капралов¹, В.Г. Артёмов¹, С.В. Закусин^{2,3}, В.В.
Крупская²

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

²Институт геологии рудных месторождений, петрографии, минералогии и геохимии
РАН

³МГУ имени М.В. Ломоносова, геологический факультет
darya_mk@inbox.ru

Глины являются одним из самых распространенных дисперсных систем на поверхности Земли и играют важную роль в промышленной деятельности человека. Области применения охватывают области от строительства и нефтедобычи до медицины и косметологии. Основными компонентами глин являются глинистые минералы. Они относятся к классу филлосиликатов и содержат в своем составе большое количество Al_2O_3 и SiO_2 , воды и многих других элементов. Особенности состава и строения различных глинистых минералов оказывают значительное влияние на физико-химические свойства глин. Все глинистые минералы обладают удивительной способностью к адсорбции большого количества водных молекул, а некоторые глинистые минералы (преимущественно смектитовые) способны почти неограниченно набухать при поглощении водяного пара из атмосферы.

В настоящем докладе сообщается о результатах экспериментов по изучению взаимодействия водяного пара с глинами, имеющими различное строение. В серии экспериментов изучаются как релаксационные явления установления равновесия в системе водяной пар-адсорбент, так и квазиравновесные процессы адсорбционного равновесия.

Одной из важнейших характеристик взаимодействия водяного пара с веществом является равновесная изотерма сорбции. Поэтому в качестве методики определения сорбционных и диффузионных свойств образцов глин разработан метод быстрого снятия изотерм сорбции, позволяющий за короткие времена получать данные о характере кинетики сорбции и диффузии молекул воды в глинах. Метод основан на оптическом детектировании молекул воды, приводимых в контакт с адсорбентом [1].

Созданная для изучения указанных явлений установка обладает рядом преимуществ: повышенной точностью измерений концентрации и давления пара за счет оптического способа детектирования молекул; уменьшенным временем измерения кинетики адсорбционных процессов и изотерм сорбции за счет одновременного использования теплового и концентрационного градиентов на границе газ-конденсированная фаза. Отличительной особенностью также является возможность отслеживать адсорбционную кинетику с высокой скоростью, высокой

чувствительностью (до 0.001 Торр) и точностью (до 1%) в широком динамическом диапазоне наблюдения. В качестве измерителя давления наряду со спектрометром используется термомпарный вакуумметр.

В эксперименте наблюдался процесс изменения давления водяного пара над приведённым с ним в контакт образцом. Упрощенная схема адсорбционно-релаксационных измерений приведена на рис. 1а. Эксперимент состоит в перепускании известного числа N молекул воды из кюветы 1 в термостатируемую кювету 3 с адсорбентом. Спектрометр регистрирует релаксационную кривую уменьшения концентрации в процессе сорбции и диффузии водяного пара в пробе (Рис.1б).

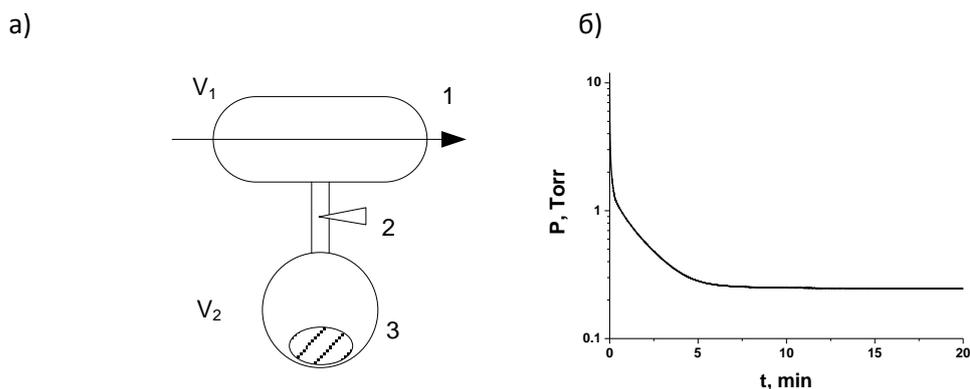


Рис. 1. а) Схема адсорбционно-релаксационных измерений. 1 – дозирующая кювета, просвечиваемая лазерным излучением, 2 – вакуумный разделительный кран, 3 – дозируемый объем с адсорбентом в термостате; б) Релаксационная кривая давления водяного пара в ходе сорбции молекул воды на образце глины при 298 К.

Релаксационная кривая имеет сложную форму, отличную от экспоненциальной. С помощью метода, описанного в [2], анализируются временные зависимости коэффициентов диффузии молекул воды в образце. Учёт полиэкспоненциальности релаксационной кривой даёт возможность предсказания точки адсорбционного равновесия по углу наклона экспоненты с наибольшим временем релаксации.

Использованный метод позволяет отслеживать кинетику сорбции молекул воды глинами в любой момент на всём временном диапазоне измерений. Развитие метода позволит предсказывать некоторые свойства глин и их поведение при взаимодействии с различными водными средами на основании данных простого эксперимента, не требующего длительного ожидания равновесного состояния системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. П.О. Капралов, В.Г. Артемов, А.М. Макуренок, В.И. Тихонов, А.А. Волков // Приборы и техника эксперимента 2008. №6. С. 123–126.
2. П.О. Капралов, В.Г. Артёмов, Г.А. Гусев, В.И. Тихонов, А.А. Волков // Известия РАН, сер. Физ. 2008. Т. 72. №12. С. 1791–1795.

АСМ-
ИССЛЕДОВАНИЯ МЕХАНИЗМА МИКРОВОЛНОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ
НА СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТ

Г.И. Овчинникова¹, Ю.А. Пирогов, Н.А. Бобков, Н.В. Белугина², Р.В.

Гайнутдинов, А.Л. Толстихина

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

²Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН

nbobkov@bk.ru

Начало исследованиям воздействия микроволнового излучения на разные среды было положено в середине прошлого столетия изучением биологических объектов. К настоящему моменту микроволны уже используются в лечебных целях в медицине. В последнее десятилетие появились работы по воздействию микроволн на сегнетоэлектрические [1] и полупроводниковые среды [2]. В полупроводниках микроволны используются для улучшения параметров приборов и приборных структур за счет снятия механических напряжений, в сегнетоэлектриках – для изучения нелинейных свойств среды. В [3] было показано, что длительное облучение микроволнами сегнетоэлектрика триглицинсульфат (ТГС) приводит не только к подавлению низкочастотной аномалии диэлектрической проницаемости, но и сопровождается изменением морфологии наноразмерных образований, наблюдаемых на поверхности скола кристаллов с помощью изображений в атомно-силовом микроскопе (АСМ). Последнее указывает на связь микроволновых эффектов со структурными особенностями среды.

В данной работе механизм микроволнового воздействия изучается в рамках представлений о естественной временной и температурной эволюции сегнетоактивной среды. Изучается связь микроволновых эффектов со структурными особенностями в сегнетоэлектрике триглицинсульфат. Слежение за структурной динамикой осуществляется с помощью АСМ, за изменением нелинейных характеристик - по низкочастотной диэлектрической проницаемости.

Эксперименты проводились на кристаллах водородсодержащего сегнетоэлектрика триглицинсульфат, выращенных в Институте кристаллографии методом изотермического испарения при температуре, меньшей температуры фазового перехода T_c ($T < T_c$). ТГС является одноосным сегнетоэлектриком с собственным сегнетоэлектрическим фазовым переходом второго рода при температуре 49°C и относится к сегнетоэлектрикам с водородными связями, в которых протонная подсистема оказывает существенное влияние на фазовый переход. К тому же этот сегнетоэлектрик отличается наличием спайности и он дает идеальный естественный скол по плоскости (010), что делает его удобным объектом для задач АСМ.

Изучалась морфология поверхности и доменная структура образцов с разной степенью дефектности как в отсутствии облучения, так и при воздействии микроволн. Для изучения структуры кристаллов использовался метод АСМ, который показал себя наиболее эффективным в исследовании строения поверхности и доменной структуры сегнетоэлектриков в нанометровом диапазоне размеров. Исследования доменной структуры проводились в режиме пьезоотклика, изучение наноразмерных образований в виде выступов и ямок – в контактном и прерывисто-контактном режимах АСМ.

Микроволновое облучение осуществлялось от генератора Г4-141, который работал в непрерывном режиме в диапазоне частот 38 – 50 ГГц с мощностью порядка 10 мВт. Облучение производилось в волноводе сечением 2,6x5,2 мм² в режиме короткого замыкания. Направление оси спонтанной поляризации совпадало с направлением электрического поля основной волны Н₁₀. Микроволновое воздействие фиксировалось по изменению температурных зависимостей диэлектрической проницаемости на низкой частоте (1 кГц) по стандартной методике [1].

Основываясь на особенностях динамики структуры ТГС со временем и на возможности ее изменения отжигом при высоких температурах были созданы образцы разной степени дефектности, что позволило проследить за временной динамикой микроволнового воздействия. Было установлено, что существует прямая связь между степенью дефектности образцов и их подверженностью микроволновому воздействию. Микроволновый эффект был максимальным в совершенных образцах и практически отсутствовал в сильнодефектных состаренных образцах, что означает наличие связи микроволновых эффектов с естественной эволюцией структуры в ТГС.

Исследование зависимости микроволновых эффектов от температуры образца при облучении позволило выявить особенности воздействия, напрямую связанные с температурной динамикой доменной структуры, которая определяет условия прохождения микроволн через кристалл и их взаимодействие со средой.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.К. Новик, Г.И. Овчинникова, Ю.А. Пирогов, А.Н. Солошенко //Изв.РАН, сер.физическая 2000. Т.64. № 12. С. 2452-2455.
2. Н.С. Болтовец, А.Б. Камалов, Е.Ю. Колядина и др.// Письма в ЖТФ 2002. Т. 28, С. 57-64.
3. Г.И. Овчинникова, А.Н. Солошенко, Н.В. Белугина, Р.В. Гайнутдинов, А.Л. Толстихина // Поверхность. 2009. No 10. С. 1-5.

СОРБЦИЯ МОЛЕКУЛ ВОДЫ В УСЛОВИЯХ СВЕТОВОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

П.Д. Федоров¹, П.О. Капралов², В.Г. Артемов², В.И. Тихонов², А.А. Волков²

¹ Московский физико-технический институт

² Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН
enerux@yandex.ru

Спиновая изомерия воды – способность молекулы находиться в двух состояниях – с нулевым суммарным ядерным спином (пара-изомер) или спином равным единице (орто-изомер), была предсказана в самом начале 20-го столетия, на заре становления квантовой механики. Первое экспериментальное подтверждение было получено в 80-х годах после того, как в экспериментах с газодинамическим лазером была замечена разница в поведении орто и пара молекул при конденсации тяжелой воды на кластерах углекислоты[1] и позже в процессах сорбции[2]. Данной проблемой активно занимается группа исследователей из ИОФ РАН [3,4,5].

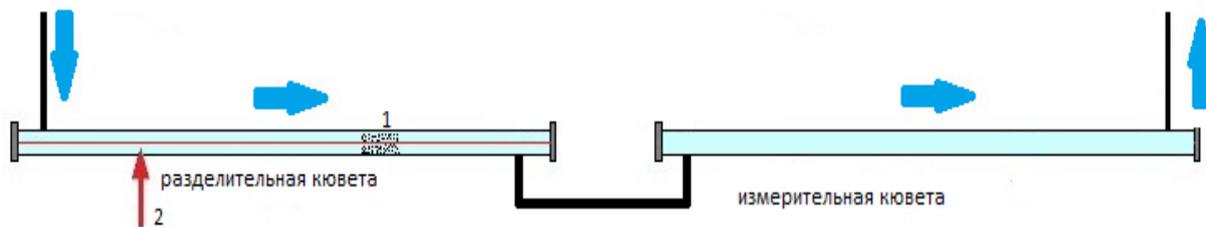


Рис. 1. Схема измерительной кюветы. 1 – адсорбент , 2 – лазерный луч.

Целью эксперимента является попытка разделения молекул воды на спиновые изомеры, используя эффект свето-индуцированной адсорбции. Основная часть установки - разделительная кювета с адсорбентом, просвечиваемая лазерным лучом. В эксперименте используется диодный лазер с длиной волны 1.392 мкм и мощностью 5мВт. Вторая кювета измерительная, в которой спектроскопическим методом определяется орто/пара отношение. Установка обладает высокой точностью детектирования орто/пара отношения (до 1%) в широком диапазоне давлений [6]. В ряде экспериментов наблюдается изменение орто/пара отношения в водяном паре в процессах динамической сорбции в пористой матрице различных веществ. Схема основной части установки приведена на рис.1.

В докладе сообщается о результатах, являющихся продолжением упомянутых исследований и подразумевающие возможность влияния на адсорбционные свойства спиновых изомеров водяного пара путем светового возбуждения отдельных вращательных уровней. И проверяется предположение, о возможности разделения орто- и пара-воды методом селективной адсорбции с одновременным возбуждением световым излучением в ближнем ИК- диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.К. Конюхов, А.М. Прохоров, В.И. Тихонов, В.Н. Файзулаев // Письма в ЖЭТФ 1986. Т. 43. С. 65-67.
2. Л. Фаркаш// УФН 1935. № 35. В. 3.С. 347.
3. V.I. Tikhonov, A.A. Volkov // Science 2002. Vol. 296.P. 2363.
4. V.K. Konyukhov, V.I. Tikhonov, T.L.Tikhonova// Nova Science Publisher 1990. № 12.P. 208-215.
5. П.О. Капралов, В.Г.Артемов, А.М. Макуренок, В.И. Тихонов,А.А. Волков // Журнал физической химии 2009. Т.83. №4. С. 1-7.
- 6.П.О. Капралов,В.Г. Артемов,А.М.Макуренок,В.И. Тихонов,А.А. Волков // ПТЭ 2008. №6. С. 123-126.

ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ/ШУМ В СИСТЕМАХ ПОЛУЧЕНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ УЧЕТЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ СИГНАЛА

У. Юсупалиев, П.У. Юсупалиев, В.Г. Еленский, Н.В. Рязанова, С.А. Шутеев
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова
nesu@phys.msu.ru

Общим для всех систем получения изображения объектов (СПИ) в оптическом диапазоне спектра является то, что регистрируемый в течение промежутка времени τ_R оптический сигнал преобразуется в электрический [1-6]. Конечным результатом такого преобразования является генерация заряда, т.е. определенного количества электронов, возникающих под действием фотонов на позиционно-фоточувствительном элементе фотоприменного устройства – фотокатоде ЭОП, элементах ПЗС матрицы и др.

При наличии импульсной подсветки любая СПИ за время τ_R , помимо $N_0(\tau_R)$ фотонов полезного сигнала, регистрирует $N_N(\tau_R)$ фоновых фотонов из поля зрения системы, $N_{ПОР}(\tau_R)$ фотонов помехи обратного рассеяния (ПОР), $N_{об1}(\tau_R)$ и $N_{об2}(\tau_R)$ фотонов, отраженных от поверхностей посторонних объектов, расположенных в поле зрения системы за и перед наблюдаемым объектом, находящимся на расстоянии Z_0 от ее фотоприемного устройства:

$$N(\tau_R) = N_0(\tau_R) + N_N(\tau_R) + N_{ПОР}(\tau_R) + N_{об1}(\tau_R) + N_{об2}(\tau_R). \quad (1)$$

Как показывает опыт [2,7-11], при этом для СПИ основным шумом (помимо собственных шумов) являются фоновые фотоны, фотоны ПОР и фотоны, отраженные от посторонних объектов, находящихся в поле зрения на расстояниях, меньших Z_0 . Фотоны ПОР принимаются СПИ в течение всего времени τ_R и максимальное их количество регистрируется раньше фотонов, отраженных от наблюдаемого объекта. Причем, при $\tau_R \leq 2Z_0/c$ величина полезного сигнала становится намного меньше величины сигнала ПОР [2,7-10]: $N_0(\tau_R) \ll N_{ПОР}(\tau_R)$ (c – скорость света в среде). В случае $N_{ПОР}(\tau_R)$ и $N_{об1}(\tau_R) \gg N_0(\tau_R)$ при заданном значении величины τ_R для существенного повышения отношения сигнал/шум применяется метод стробирования по дальности СПИ [1-4,9]. Фотоприемное устройство (ФПУ) системы при стробировании открывается в момент прихода отраженного от поверхности наблюдаемого объекта оптического сигнала лазера (т.е. через промежуток времени $t_D = (2Z_0/c)$ после момента послышки импульса подсветки лазера) в течение времени Δt_S , и для системы величина Δt_S представляет собой длительность регистрации оптического сигнала τ_R (Δt_S – длительность строба). При этом отсекаются фоновые фотоны, фотоны от ПОР и фотоны, отраженные от поверхностей посторонних объектов,

расположенных в поле зрения СПИ за и перед наблюдаемым объектом. В этом случае ФПУ регистрирует фотоны, отраженные от наблюдаемого объекта, фоновые фотоны и фотоны ПОР с глубины пространства $Z-Z_0=\Delta Z=c\tau_R/2$. С практической точки зрения, минимальная величина ΔZ не должна превышать характерного размера объекта L_0 (вдоль оси поля зрения оптического блока). В частности, для получения изображения объекта с $L_0 < 1,0$ м длительность строба СПИ должна быть $\Delta t_S < 10^{-9}$ с.

Данная работа посвящена получению количественной зависимости отношения сигнал/шум от длительности регистрации оптического сигнала τ_R для СПИ с активной подсветкой.

Определим отношение сигнал/шум через количество электронов, образующихся при преобразовании оптического сигнала в электрический. Такое преобразование характеризуется квантовым выходом $\eta = n_F/N(n_F$ – количество фотоэлектронов, генерируемых фоточувствительным элементом ФПУ под действием падающих на его поверхность N фотонов, $0 < \eta < 1$). Кроме того, собственные шумы ФПУ и каналов электронных блоков СПИ характеризуются среднеквадратичным числом шумовых электронов [2,7]. Тогда с учетом этого преобразования, а также коэффициентов пропускания оптического блока K_{op} и усиления электрического сигнала α число электронов на выходе электронного блока СПИ равно:

$$n_{\Sigma} = N_{en} + \alpha K_{op} \eta [N_0(\tau_R) + N_N(\tau_R) + N_{ПД}(\tau_R) + N_{об1}(\tau_R) + N_{об2}(\tau_R)], \quad (2)$$

где N_{en} – среднеквадратичное число электронов собственных шумов ФПУ и каналов электронных блоков СПИ. Здесь предполагается, что уровень собственных шумов системы не зависит от времени. С учетом (2) отношение сигнал/шум для системы с лазерной подсветкой, у которой на входе ее оптического блока имеется интерференционный фильтр с полосой пропускания $\Delta\lambda$, равно:

$$\beta = \frac{\alpha \eta K_{op} N_0(\tau_R, \Delta\lambda_L)}{N_{en} + \alpha \eta K_{op} [N_N(\Delta\lambda, \tau_R) + N_{ПД}(\tau_R, \Delta\lambda_L) + N_{об1}(\Delta\lambda, \tau_R) + N_{об2}(\Delta\lambda, \tau_R)]}, \quad (3)$$

где $\Delta\lambda_L$ – полоса генерации лазера, намного меньшей $\Delta\lambda$. При применении метода стробирования ФПУ регистрирует отраженные фотоны от объекта $N_0(\tau_R, \Delta\lambda_L)$, $\Delta N_N(\Delta\lambda, \tau_R)$ фоновых фотонов и $\Delta N_{ПОР}(\tau_R, \Delta\lambda_L)$ фотонов от помехи обратного рассеяния с глубины пространства $\Delta Z = c\tau_R/2$, и тогда выражение (3) сводится к виду:

$$\beta_C = \frac{\alpha \eta K_{op} N_0(\Delta\lambda_L, \tau_R)}{N_{en} + \alpha \eta K_{op} [\Delta N_N(\Delta\lambda, \tau_R) + \Delta N_{ПД}(\tau_R, \Delta\lambda_L)]}. \quad (4)$$

Определим зависимости $N_0(\tau_R, \Delta\lambda_L)$, $\Delta N_N(\Delta\lambda, \tau_R)$ и $\Delta N_{ПОР}(\tau_R, \Delta\lambda_L)$.

Рассмотрим случай, когда импульсный лазер СПИ освещает поле зрения с телесным углом Ω_S , а отраженное лазерное излучение от объекта регистрируется позиционно-чувствительным ФПУ, входная оптика

которого имеет поле зрения с телесным углом Ω_R . Будем считать объект плоским со средним коэффициентом диффузного отражения ρ_{ob} . Будем рассматривать только оптически тонкие среды и ограничимся рассмотрением случая формирования изображения однократно рассеянным излучением. Тогда мощность оптического сигнала, отраженного от объекта, на входе оптического блока системы при $\Omega_R > \Omega_S$ и $\Omega_0 < \Omega_S$ (Ω_0 – телесный угол, под которым виден рассматриваемый объект с координатой Z_0), определяется следующей формулой (уравнением локации) [2,14]:

$$P = P_0 \frac{\rho_{ob} S_{op} S_{ob} \exp(-2\mu Z_0)}{4\pi \Omega_S Z_0^4}, \quad (5)$$

где P_0 – средняя мощность лазера за импульс, S_{ob} – эффективная отражающая поверхность объекта, μ – коэффициент поглощения света средой, K_{op} и S_{op} – коэффициент пропускания и входная площадь оптического блока СПИ соответственно.

При применении эффективной временной отсечки помехи обратного рассеяния лазерного излучения энергия ПОР с глубины пространства $\Delta Z = c \tau_R / 2$ за время $\Delta t_S = \tau_R$ определяется следующей формулой [2]:

$$W_{\Pi} = P_{\Pi} \tau_R = P_0 \tau_R^2 B = P_0 \tau_R^2 \left(\frac{\sigma_{x\pi} c}{8} \right) \frac{S_{op} \exp(-2\mu Z_0)}{Z_0^2} \left(\frac{\phi_R^2}{\phi_S^2 + \phi_R^2} \right), \quad (6)$$

где x_{π} – значение индикатрисы рассеяния $x(\gamma)$ в обратном направлении ($\gamma = \pi$), σ – показатель рассеяния лазерного излучения.

Считая, что полоса генерации лазера узкая ($\Delta\lambda_L \ll \Delta\lambda$), из (5) и (6) определим количество полезных фотонов $N_0(\tau_R, \Delta\lambda_L)$ и фотонов от ПОР $\Delta N_{ПОР}(\tau_R, \Delta\lambda_L)$ с глубины пространства $\Delta Z = c \tau_R / 2$: $N_0(\tau_R, \Delta\lambda_L) = \frac{P \tau_R}{h \nu_L}$ и $\Delta N_{ПОР}(\tau_R, \Delta\lambda_L) = \frac{P_{\Pi} \tau_R}{h \nu_L}$ (ν_L – центральная частота генерации лазера, h – постоянная Планка).

Количество фоновых фотонов N_N за время τ_k в предположении, что они распределены в пространстве изотропно, оценивается как:

$$\Delta N_N(\Delta\lambda, \tau_R) = n_N(\lambda) \Delta\lambda e^{-\mu(\lambda) Z_0} \Delta V = D \Delta V, \quad (7)$$

$$\text{где } \Delta V = \frac{\Omega_R c \tau_R}{3} \left[1 - \frac{\Omega_0}{\Omega_R} \right] \left[3Z_0^2 + 3Z_0 c \tau_R + (c \tau_R)^2 \right] = A \tau_R \left[3Z_0^2 + 3Z_0 c \tau_R + (c \tau_R)^2 \right],$$

$n_N(\lambda)$ – спектральная плотность фоновых фотонов в единице объема. Спектральная плотность фоновых фотонов $n_N(\lambda)$ и коэффициент ослабления излучения атмосферой $\mu(\lambda)$ в пределах узкой полосы пропускания интерференционного фильтра будем считать постоянными.

Тогда из (4) с учетом (5) – (7) получим следующую формулу для отношения сигнал/шум:

$$\beta_C = \frac{\alpha \eta K_{op} S_{op} \rho_{ob} S_{ob} P_0 \tau_R e^{-2\mu(\lambda)Z_0}}{4\pi h\nu_L \Omega_S Z_0^4 \left[N_{en} + \alpha \eta K_{op} \left\{ DA \tau_R \left(3Z_0^2 + 3Z_0 c \tau_R + c^2 \tau_R^2 \right) + \frac{P_0 B \tau_R^2}{h\nu_L} \right\} \right]}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Г. Ошлаков//. ПТЭ 1984.№ 1.С. 178.
2. В.Е. Карасик, В.М. Орлов. “Лазерные системы видения” М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001.
3. J. Busck and H. Heiselberg. High accuracy 3-D laser radar. Laser Radar Technology and Application IX, edited by Gary W. Kamerman, Proc. of SPIE, 5412 (SPIE Bellingham, WA, 2004).
4. J. Anderson, J. Busck and H. Heiselberg. Long distance high accuracy 3-D laser radar and person identification. Laser Radar Technology and Application IX, edited by Gary W. Kamerman, Proc. of SPIE, 5791 (SPIE Bellingham, WA, 2005).
5. У. Юсупалиев, С.А. Шутеев // Прикладная физика 2003. № 3. 96.
6. С.А. Шутеев, Диссертация на соиск. уч. степ.к.ф.-м.н. (М.: МГУ, 2005).
7. Х. В. Хинрикус. “Шумы в лазерных информационных системах”. М.: Радио и связь, 1987.
8. Л.С. Долин, И.М. Левин. “Справочник по подводному видению” Л.: 1991.
9. Тез.докл. Всесоюзная научная конф. "Оптика моря и атмосферы", Часть 2, Красноярск, 1990, с.8.
10. Тез.докл. 7-й Международный симпозиум «Оптика атмосферы и океана». Томск, 16-19 июня 2000.
11. У. Юсупалиев, С.А. Шутеев, П.У. Юсупалиев // Краткие сообщения по физике 2008. № 6. 21.
12. М.М. Агишев. “Защита от фоновой помехи в оптико-электронных системах контроля состояния атмосферы” М.: Машиностроение, 1994.
13. В.А. Ковалев. “Видимость в атмосфере и ее определение” Л.: Гидрометеиздат, 1988.
14. М.С. Малашин, Р.П. Кашинский, Ю.Б. Борисов. “Основы проектирования лазерных локационных систем” М.: Высшая школа, 1983.
15. Л.С. Долин, В.А. Савельев //Изв. АН СССР 1971. 7. № 5.С. 505.