

## СПЕКТРОСКОПИЯ, ДИАГНОСТИКА И ТОМОГРАФИЯ

<b>Новые радиочастотные технологии в высокопольной и сверхвысокопольной клинической магнитно-резонансной томографии</b> <i>А.Е. Андрейченко</i> .....	3
<b>Исследование параметров электрон-фононного взаимодействия в твердотельных нанокompозитах с полупроводниковыми коллоидными квантовыми точками CdSe/CdS/ZnS</b> <i>А.И. Аржанов, К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов</i> .....	4
<b>Когезия и теплоёмкость жидкой воды в терминах ион-молекулярной модели</b> <i>А.А. Васин, А.А. Волков (мл.), А.А. Степанов, С.А. Старцев, А.А. Волков</i> .....	8
<b>Исследование функции диэлектрического отклика парателлурита методами терагерцовой — инфракрасной спектроскопии</b> <i>С.В. Чучупал, Г.А. Командин, В.С. Ноздрин, О.Е. Породинков, А.А. Васин, А.А. Кузнецов, И.Е. Спектор, Ю.В. Писаревский</i> .....	10
<b>Измерения спектров поглощения различных жидкостей при помощи оптических частотных гребенок</b> <i>А.С. Волошин, С.Е. Агафонова, Г.В. Лихачев, С. Коптяев, И.А. Биленко</i> .....	12
<b>Восстановление точечных акустических неоднородностей и анализ рассеяния на них запаздывающих волновых полей</b> <i>К.В. Дмитриев, Е.В. Фадеев, О.Д. Румянцева</i> .....	15
<b>Определение временной зависимости акустояростной температуры объекта малого размера методом пассивной термотомографии</b> <i>С.А. Юрченко, К.В. Дмитриев</i> .....	19
<b>Исследование влияние концентрации квантовых точек в коллоидном растворе на его спектрально-люминесцентные свойства</b> <i>А.Е. Еськова, П.С. Троицкая, А.И. Аржанов, К.А. Магарян, К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов</i> .....	22
<b>Снижение контраста фоточувствительности неоднородных N<sup>+</sup>-P(N)-N<sup>+</sup> структур кремния, измеряемого при сканировании светом P-N перехода</b> <i>О.Г. Кошелев</i> .....	25
<b>Моделирование функционального решения задачи адиабатической модовой томографии океана</b> <i>О.С. Красулин, А.С. Шуруп</i> .....	27
<b>СуперМРТ: новые фундаментальные подходы в магнитно-резонансной томографии</b> <i>Ю.А. Пирогов</i> .....	31

<b>Вынужденное рассеяние электромагнитной волны на элементарных возбуждениях в сверхрешетке на основе графена</b>	
<i>Г.А. Сыродоев, А.О. Куреев .....</i>	<i>33</i>
<b>Исследование эффективности микроволновой диагностики остеопороза</b>	
<i>С. Тамилова, В.А. Яковлев, К.Г. Золототрубов.....</i>	<i>36</i>
<b>Диэлектрический отклик нанопористого стекла в терагерцовом диапазоне частот</b>	
<i>Г.А. Командин, О.Е. Породинков, И.Е. Спектор, В.С. Ноздрин, С.В. Чучупал, В.Н. Сигаев, Г.Ю. Шахгильдян, А.А. Михайлов .....</i>	<i>40</i>
<b>Диэлектрический отклик тонкоплёночной структуры SiO<sub>2</sub>/Al в инфракрасном диапазоне частот</b>	
<i>Г.А. Командин, В.С. Ноздрин, С.В. Чучупал, О.Е. Породинков, И.Е. Спектор, А.А. Гавдуш.....</i>	<i>43</i>
<b>Определение электродинамических характеристик тонких плёнок In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> методами терагерцовой — инфракрасной спектроскопии</b>	
<i>Г.А. Командин, С.В. Чучупал, О.Е. Породинков, И.Е. Спектор, В.С. Ноздрин, А.А. Гавдуш.....</i>	<i>46</i>

## **Новые радиочастотные технологии в высокопольной и сверхвысокопольной клинической магнитно-резонансной томографии**

А.Е. Андрейченко<sup>1,2</sup>, PhD, к.ф.-м.н.

<sup>1</sup>*Научно-практический клинический центр диагностики и телемедицинских технологий Департамента здравоохранения города Москвы (ГБУЗ «НПКЦ ДиТ ДЗМ»), г.Москва, Российская Федерация*

<sup>2</sup>*Университет ИТМО, г. Санкт-Петербург, Российская Федерация*

[a.andreychenko@npcmr.ru](mailto:a.andreychenko@npcmr.ru), [anna.andreychenko@metalab.ifmo.ru](mailto:anna.andreychenko@metalab.ifmo.ru)

Одним из самых прогрессивных и многообещающих методов медицинской визуализации является магнитно-резонансная томография (МРТ). МРТ предоставляет не только анатомическую, но и разностороннюю функциональную информацию об исследуемом органе или части тела человека, при этом не подвергая пациентов разрушающему ионизирующему облучению и не используя (либо минимально, в случае введения экзогенного контрастного агента) инвазивные процедуры.

В настоящее время число высокопольных клинических МР томографов с напряженностью основного магнитного поля 1.5 Тл и выше постоянно растет, а также в мире становятся доступными для клинических исследований 7 Тл МР томографы. Основной мотивацией перехода к более высоким напряженностям статического магнитного поля в томографах является сопряженное повышение сигнала и, соответственно, разрешающей способности, а также появление новых функциональных контрастов. В докладе будут представлены новые перспективные технологии по направленному улучшению качества высокопольной и сверхвысокопольной МР томографии.

## **Исследование параметров электрон-фононного взаимодействия в твердотельных нанокompозитах с полупроводниковыми коллоидными квантовыми точками CdSe/CdS/ZnS**

А.И. Аржанов, К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов

*Московский педагогический государственный университет, кафедра теоретической физики  
им. Э.В. Шпольского*

*Институт спектроскопии Российской академии наук, лаборатория электронных спектров молекул  
[kamil@isan.troitsk.ru](mailto:kamil@isan.troitsk.ru)*

Изготовление и исследование фотофизических свойств твердотельных материалов с квантовыми точками (КТ) являются важными и актуальными направлениями современной физики и материаловедения. Нанокompозиты с полупроводниковыми коллоидными КТ используются в качестве эффективных светоизлучающих устройств, люминесцентных меток [1], активных сред для лазерной генерации, источников неклассического света для квантовой оптики и информатики, элементов для фотоэлектрических приборов и наноэлектроники. Кроме того, такие структуры могут использоваться в качестве многопараметрических наносенсоров (см., например, [2]), в частности, – датчиков температуры [3]. Разработка новых функциональных материалов на основе КТ требует фундаментального изучения как динамических процессов в самих КТ, так и параметров их взаимодействия с окружением в твердой матрице, в частности, электрон-фононного взаимодействия. Одним из наиболее эффективных методов изучения динамических свойств твердотельных композитов с КТ является спектроскопия фотонного эха [4, 5], однако, обычная люминесцентная спектроскопия, дополненная температурными измерениями, также может быть полезна для подобных исследований (см., например, [6]). Данная работа посвящена изучению температурных зависимостей экситонных спектров люминесценции различных нанокompозитов с коллоидными квантовыми точками CdSe/CdS/ZnS. Анализ полученных спектров проводился в терминах электрон-фононного взаимодействия, что позволило определить и сравнить параметры этого взаимодействия в разных матрицах.

Для приготовления образцов использовали раствор КТ CdSe/CdS/ZnS (пр-во QD Light, Россия) в толуоле с концентрацией 96 мг/мл. Полимерные нанокompозиты изготавливали методом центрифугирования. Для этого раствор КТ замешивали в ультразвуковой ванне с небольшим количеством аморфного полимера (полиметилметакрилата (ПММА) и полиизобутилена (ПИБ)) с добавлением толуола. Затем, с помощью дозатора, раствор наносился на быстро вращающуюся стеклянную подложку. Для изготовления образцов на основе пористого полипропилена (пор-ПП) и полиэтилентерефталата (ПЭТФ) использовали готовые пленки из указанных полимеров, на которые наносили небольшое количество раствора КТ в толуоле. Для удаления остатков растворителя образцы помещали в вакуумную печь. Для подготовки образцов, представляющих собой тонкие слои КТ, была разработана специальная методика и создан экспериментальный стенд для шаберного нанесения раствора КТ на поверхность стеклянной подложки [7]. Для изучения жидкого раствора КТ в толуоле использовали кварцевую кювету с оптической толщиной 1 мм.

Для всех твердотельных образцов были измерены спектры люминесценции в диапазоне от 4,2 К до комнатной температуры. Измерения в замороженном толуоле были выполнены от 4,2 К вплоть до температуры стеклования (около 177 К). Спектры люминесценции регистрировали при помощи компактного эшелле-спектрометра (разработка ИСАН, Москва). В качестве источника излучения использовали полупроводниковый лазерный модуль (непрерывное излучение на длине волны 515 нм

мощностью 200 мВт). Излучение лазера ослаблялось нейтральными светофильтрами для предотвращения перегрева и выгорания образцов. Для проведения криогенных измерений использовали гелиевый криостат RTI (Черноголовка). Температуру в измерительной камере криостата регулировали про помощи маностата и термоконтроллера Lakeshore Cryotronics DRC-91C. Люминесценция от образца собиралась линзой и фокусировалась на волоконный вход эшелле-спектрометра. Далее были построены температурные зависимости положения максимума спектров экситонной люминесценции, т.е. энергии экситона (см. рис. 1).

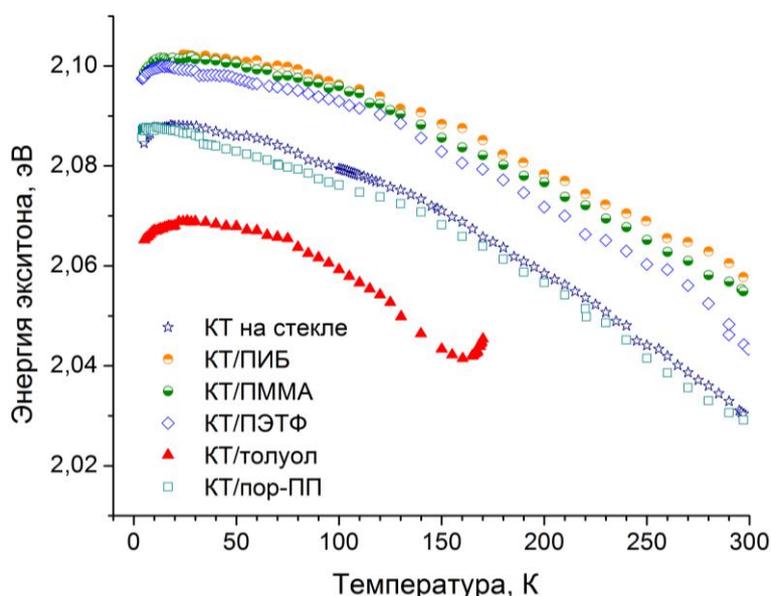


Рис. 1. Температурные зависимости положения максимума в спектре экситонной люминесценции (энергия экситона) для КТ CdSe/CdS/ZnS в разных наноконкомпозитах (расшифровку см. в тексте).

Как показал анализ существующих работ, описание подобных температурных зависимостей впервые было выполнено Варшни (Varshni) с использованием эмпирического соотношения [8]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{\beta + T}, \quad (1)$$

где  $E_g(0)$  – ширина запрещенной зоны при нулевой температуре,  $\alpha$  и  $\beta$  – параметры. Формула Варшни описывает поведение ширины запрещенной зоны в объемных полупроводниках, но она справедлива и для нанокристаллов [9, 10]. Авторами работы [11] было показано, что соотношение (1) можно использовать для описания эффектов, связанных с температурным расширением образцов, но оно не позволяет связать наблюдаемые эффекты с параметрами электрон-фононного взаимодействия. В работе [12] была выведена формула, аналогичная (1), которая связывает температурную зависимость ширины запрещенной зоны КТ с параметрами электрон-фононного взаимодействия:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{2SE_{LO}}{\exp\left(\frac{E_{LO}}{kT}\right) - 1}, \quad (2)$$

где  $S$  – фактор Хуанга-Риса, характеризующий силу электрон-фононного взаимодействия (чем меньше значение фактора, тем сильнее взаимодействие);  $E_{LO}$  –

средняя энергия фононов. В работе [12] также было показано, что вкладом температурного расширения решетки можно пренебречь ввиду его малости.

Измеренные температурные зависимости спектров люминесценции композитов на основе КТ CdSe/CdS/ZnS были аппроксимированы уравнением (2). Вычисленные параметры электрон-фононного взаимодействия сведены в табл. 1.

Табл. 1. Параметры электрон-фононного взаимодействия КТ CdSe/CdS/ZnS в разных композитах.

Матрица	$E_g(0)$ , эВ	S	$E_{LO}$ , мэВ	$E_{LO}$ , см <sup>-1</sup>
КТ на подложке	2,09 ± 0,02	1,67 ± 0,02	20,3 ± 0,5	163,6
ПИБ	2,10 ± 0,02	1,31 ± 0,02	21,1 ± 0,5	169,9
ПММА	2,10 ± 0,02	1,37 ± 0,02	20,2 ± 0,6	163,3
Полипропилен	2,09 ± 0,02	1,55 ± 0,04	17,5 ± 0,1	141,5
ПЭТФ	2,09 ± 0,02	1,66 ± 0,04	23,5 ± 0,1	189,6
Толуол	2,07 ± 0,02	2,66 ± 0,10	22,8 ± 0,7	183,8

Полученные значения ширины запрещенной зоны  $E_g(0)$  одинаковы для всех образцов. Другие параметры для различных образцов отличаются. Близкие по величине значения фактора Хуанга-Риса получены для полимерных (ПИБ, ПММА, ПЭТФ) композитов, что свидетельствует о сходных параметрах электрон-фононного взаимодействия. Значение  $S$  отличается для образца, представляющего собой тонкий слой КТ на стеклянной подложке, и для пористого полипропилена. Значительная разница в значении параметра может быть обусловлена в одном случае взаимодействием КТ со стеклянной подложкой, а в другом – с особенностями внедрения КТ в поры полимерной матрицы. В то же время эффективные значения энергии локализованного фонона  $E_{LO}$  для полимерных композитов отличаются друг от друга, что может свидетельствовать о заметном влиянии взаимодействия излучающего ядра КТ не только с колебаниями решетки самой КТ, но и с фононными возбуждениями матрицы. При этом влияние фононов матрицы невелико, что в совокупности с близкими значениями силы электрон-фононного взаимодействия приводит к незначительному изменению величины  $E_{LO}$ .

Наконец, сильно отличающееся от остальных образцов значение фактора  $S$ , получено для замороженного раствора КТ в толуоле. Отличия в параметрах электрон-фононного взаимодействия приводят к заметному изменению эффективного значения частоты локального фонона, что свидетельствует о сильном влиянии динамики матрицы на спектрально-люминесцентные свойства КТ. В пользу последнего заключения свидетельствует поведение температурной зависимости для замороженного толуола вблизи точки стеклования. Видно, что характер температурной зависимости радикально меняется, т.е. определяющую роль начинает вносить аномальная динамика матрицы в условиях фазового перехода.

Проведенные исследования показали, что полупроводниковые коллоидные КТ могут быть использованы в качестве спектральных зондов для исследования внутренней динамики прозрачной твердой матрицы. В то же время остается открытым вопрос о влиянии теплового расширения решетки на параметры электрон-фононного взаимодействия и проявлении этого вклада в температурных зависимостях спектров люминесценции. Дополнительную информацию об электрон-фононном взаимодействии можно извлечь из анализа температурной зависимости ширины спектров люминесценции КТ. Несомненный интерес представляет изучение внутренней динамики разных матриц вблизи точек фазового перехода. Для более подробного

исследования данного вопроса можно было бы использовать замороженные стекла с более высокой температурой стеклования, например, гексадекан. Отдельного изучения требует вопрос о влиянии на изучаемые динамические характеристики таких факторов как концентрация квантовых точек в образце, а также мощность и длина волны возбуждающего лазерного излучения.

Исследование выполнено в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований № 18-02-01121-а. Экспериментальная техника люминесцентной спектроскопии и микроскопии полупроводниковых квантовых точек развивается в рамках программы Президиума РАН «Актуальные проблемы фотоники, зондирование неоднородных сред и материалов».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K.R. Karimullin, A.V. Naumov // J. Limin. 2014. V. 152. P. 12.
2. A.V. Naumov et al. // Nano Lett. 2018. V. 18. P. 6129.
3. F.J. Zhang et al. // Proc. SPIE. 2011. V. 7990. P. 79900R.
4. А.И. Аржанов, К.Р. Каримуллин, А.В. Наумов // Кр. сообщ. по физ. Физ. инс-та им. П.Н. Лебедева РАН. 2018. Т. 45. № 3. С. 39.
5. К.Р. Каримуллин, А.И. Аржанов, А.В. Наумов // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1620.
6. К.А. Магарян и др. //Опт. спектроск. 2019. Т. 126. № 1. С. 50.
7. K.R. Karimullin et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 859. № 1. Art. no 012010.
8. Y.P. Varshni // Physica. 1967. V. 34. № 1. P. 149.
9. X. Wen et al. // Phys. Chem. Chem. Phys. 2012. V. 14. № 10. P. 3505.
10. A. Narayanaswamy et al. // J. Phys. Chem. C. 2008. V. 112. № 17. P. 6775.
11. И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов // ФТТ. 1999. Т. 41. № 6. С. 994.
12. K.P. O'Donnell, X. Chen // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 58. № 25. P. 2924.

## Когезия и теплоёмкость жидкой воды в терминах ион-молекулярной модели

А.А. Васин<sup>1,2</sup>, А.А. Волков (мл.)<sup>2</sup>, А.А. Степанов<sup>2</sup>, С.А. Старцев<sup>2</sup>, А.А. Волков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, Москва, 119991, ул. Вавилова, 38

<sup>2</sup> ООО «НИРА», Москва, 119501, ул. Нежинская, 1/1

[alexcampeones@yandex.ru](mailto:alexcampeones@yandex.ru)

Атомно-молекулярное устройство жидкой воды до сих пор с определённой ясностью не установлено, оно активно дискутируется в литературе [1]. В принятой на сегодня картине вода представляет собой ансамбль неделимых молекул  $H_2O$ , скрепленных сеткой водородных связей [2]. «It has been recognized for many years that H-bonding is the dominant mechanism of cohesion in water systems» [3]. Из этой установки исходят все современные исследования. Водородные связи считаются неотъемлемым атрибутом жидкой воды. Их энергию исчисляет прямым делением энтальпии испарения воды (2440 кДж/кг при температуре кипения) на концентрацию молекул (55.5 моль/кг) и 4 связи на молекулу. Результат - 10 кДж на связь (0.1 эВ). В динамике связи рвутся и восстанавливаются. Проблемным остаётся вопрос о том, как в сетке водородных связей осуществляется поступательно-вращательное движение молекул  $H_2O$ , ответственное за невероятное многообразие свойств воды - механических, тепловых, электрических. Современные модели такой динамики сложны и специфичны.

В работе [4] мы описали диэлектрические спектры моделью, в которой понятие водородной связи не используется. Взаимодействие молекул  $H_2O$  мы представили в форме столкновений, включив в рассмотрение протонный обмен между молекулами и ионами. Модель успешно описала электродинамику воды при неожиданном условии – присутствии в воде высокой концентрации ионов, на 7 порядков превышающей принятую.

Высокая концентрация разделённых зарядов в среде предполагает наличие электрического поля с высокой плотностью энергии. Можно ожидать, что это поле способно быть связующим (когезионным) фактором среды, иначе - материальным воплощением сетки водородных связей. Мы исследуем этот вопрос в приложении к жидкой воде, исходя из базовых представлений электростатики и газодинамики.

Рассматриваем жидкую воду как газовую среду и обращаем внимание на высокое содержание в ней ионов (разницы между зарядами не проводим). Акцентируем внимание на присутствии в воде характерного молекулярного мотива – иона в окружении нейтральных молекул. Считаем, что все молекулы  $H_2O$  в любой момент времени охвачены полями притяжения ионов, и ожидаем, что суммарная энергия ион-дипольных взаимодействий составляет энергию разложения среды на отдельные невзаимодействующие частицы (энтальпию испарения).

Гипотеза подтверждается совпадением расчетной энтальпии испарения воды со справочными данными [5].

Электростатическую энергию рассматриваем как полную внутреннюю энергию, способную в динамике конвертироваться в кинетическую энергию составляющих среду микрочастиц. В качестве механизма конвертации потенциальной и кинетической энергий предполагаем колебание иона в клетке из окружающих соседей. Опираемся на френкелевскую идею о том, что трансляционное перемещение частиц в жидкостях сопровождается их задержками в локализованных колебательных состояниях [6]. Если колебания, как в нашем случае, осуществляются заряженными частицами (ионами), то

участвующие в колебаниях частицы образуют осцилляторы, обладающие откликом в спектре инфракрасного (ИК) поглощения..

В ИК спектрах как особенный известен пик поглощения на частоте 5 ТГц [4]. Пик слабо зависит от температуры и пропадает в закритическом состоянии. Важное его свойство – нечувствительность к изотоп эффекту, т. е., замещению протонов более тяжелыми дейтонами. Отсюда следует, что колебание совершается тяжёлыми атомами кислорода.

В настоящей работе мы исследуем возможность описания термодинамических и когезионных свойств жидкой воды в терминах ион-молекулярной модели, энергосодержащим элементом которой является 5 ТГц осциллятор. Модель дает правильные значения энтальпии испарения воды и теплоемкости в широком диапазоне температур – от 240 до 550 К.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Brini et all // Chem. Rev. 2017. 117. P.12385–12414.  
DOI: 10.1021/acs.chemrev.7b00259
2. Г.Г. Маленков // Журнал структурной химии. Приложение. 2006. 47. С. 5-35.
3. M.J. Gillan et all // The Journal of Chemical Physics 2016. 144. P.130901-1-33.  
DOI: 10.1063/1.4944633.
4. Volkov et all // J. Mol. Liq. 2017. 248. P.564–568.  
DOI:10.1080/00150193.2019.1598182
5. IAPWS-Releases, <http://www.iapws.org/release.html>
6. Я.И. Френкель, *Кинетическая теория жидкостей* (Наука, Ленинград, 1975).

## Исследование функции диэлектрического отклика парателлуриита методами терагерцовой — инфракрасной спектроскопии

С.В. Чучупал<sup>1</sup>, Г.А. Командин<sup>1</sup>, В.С. Ноздрин<sup>1</sup>, О.Е. Породинков<sup>1</sup>,

А.А. Васин<sup>1</sup>, А.А. Кузнецов<sup>2</sup>, И.Е. Спектор<sup>1</sup>, Ю.В. Писаревский<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

<sup>3</sup>ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук

[MirrorMan@yandex.ru](mailto:MirrorMan@yandex.ru)

Акустооптическое взаимодействие (дифракция света на ультразвуке) широко применяется в оптике, акустике, оптоэлектронике, для оптической обработки информации. Акустооптические устройства позволяют эффективно контролировать интенсивность, поляризацию, частоту и направление распространения электромагнитных волн от ультрафиолетового до инфракрасного диапазонов частот.

Возможность использования методов акустооптики для управления терагерцовым (ТГц) излучением была впервые продемонстрирована в работах [1], [2]. Одним из главных препятствий для применения данных методов заключается в высоком уровне потерь в большинстве акустооптических материалов в ТГц-диапазоне. Актуальной является задача по поиску и характеристике материалов, обладающих одновременно подходящими акустооптическими параметрами и приемлемым уровнем поглощения ТГц-волн.

Кристаллы парателлуриита ( $\text{TeO}_2$ ) обладают превосходными свойствами и активно применяются для управления излучением инфракрасного (ИК) и видимого диапазона [3]. Необходимо учитывать, что ТГц-диапазон отделён от области прозрачности в ИК-диапазоне сложным спектром собственных электродипольных механизмов поглощения, включая поглощение на оптических фонах, суммарные и разностные процессы в ИК- и ТГц-диапазонах. От перечисленных механизмов напрямую зависят величины оптических параметров (например, коэффициентов поглощения и комплексных показателей преломления по различным кристаллографическим направлениям). Вследствие этого расчёт дисперсии электродинамических параметров материала играет важную роль при определении эффективности его применения для управления ТГц-излучением. Цель работы состоит в исследовании методами ТГц — ИК-спектроскопии особенностей спектрального отклика кристалла  $\text{TeO}_2$  в широком диапазоне частот и температур.

Спектральные измерения выполнены на образце, представляющем собой плоскопараллельную полированную пластинку толщиной 0,62 мм, стороны которой вырезаны вдоль плоскостей (001) и (110).

Экспериментальные данные получены методами ИК-Фурье-спектроскопии и спектроскопии с временным разрешением (TDS — time-domain spectroscopy) в диапазоне 5–4000  $\text{см}^{-1}$ . Измерения выполнены в линейно поляризованном излучении для двух ориентаций образца: вдоль плоскостей (001) и (110). Спектры пропускания в диапазоне 10–80  $\text{см}^{-1}$  измерены на лабораторном TDS-спектрометре и в диапазоне 1000–4000  $\text{см}^{-1}$  — на ИК-Фурье-спектрометре «Bruker IFS-113v». Также на ИК-Фурье-спектрометре получены спектры отражения в интервале частот 20–4000  $\text{см}^{-1}$ . Низкотемпературные (77–300 К) измерения спектров выполнялись в криостате оптического типа.

Дисперсионный анализ экспериментальных данных выполнен с помощью аддитивной трёхпараметрической модели гармонических осцилляторов Лоренца:

$$\varepsilon^*(\nu) = \varepsilon_\infty + \sum_{j=1}^n \frac{\Delta\varepsilon_j \nu_j^2}{\nu_j^2 - \nu^2 + i\nu\gamma_j}, \quad (1)$$

где  $\Delta\varepsilon_j$  — диэлектрический вклад,  $\nu_j$  — собственная частота,  $\gamma_j$  — затухание  $j$ -того поперечного оптического фонона. Были определены параметры мод, описывающих дисперсию поглощения ТГц-излучения и их температурная эволюция. На рис. 1 представлены вычисленные спектры мнимой части диэлектрической проницаемости  $\varepsilon''(\nu)$  кристалла  $\text{TeO}_2$  при комнатной температуре для поляризации излучения вдоль плоскостей (001) и (110).

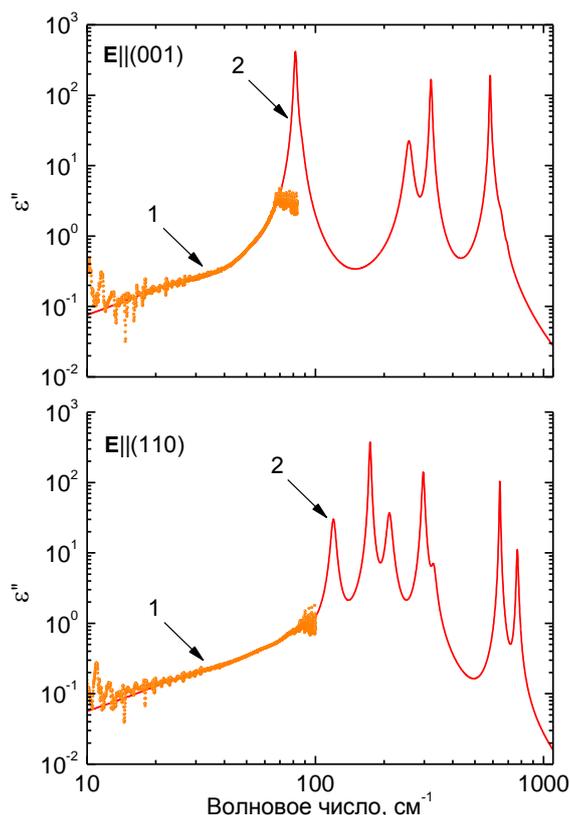


Рис. 1. Спектры мнимой части диэлектрической проницаемости  $\varepsilon''(\nu)$ , где точки 1 — калибровочные данные субмиллиметровых измерений, линия 2 — модельные данные.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-32-00322).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T. Vogel, G. Dodel // *Infrared Phys.*, 1985, V. 25, No. 1–2, P. 315.
2. W. Dürr, W. Schmidt // *Int. J. Infrared Millim. Waves*, 1985, V. 6, No. 10, P. 1043.
3. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.И. Чирков “Физические основы акустооптики” М.: Радио и связь, 1985.

## Измерения спектров поглощения различных жидкостей при помощи оптических частотных гребенок

А.С. Волошин<sup>1</sup>, С.Е. Агафонова<sup>1,2</sup>, Г.В. Лихачев<sup>1,3</sup>, С. Коптяев<sup>4</sup>, И.А. Биленко<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Российский Квантовый Центр, 121353, Москва

<sup>2</sup>Московский Физико-Технический Институт (ГУ), 141701, Долгопрудный

<sup>3</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991, Москва

<sup>4</sup>ООО «Исследовательский Центр Самсунг», 127018, Москва

[andrey.voloshin@physics.msu.ru](mailto:andrey.voloshin@physics.msu.ru)

Оптические частотные гребенки произвели революцию в области оптических измерений [1]. Оптическая частотная гребенка представляет собой набор импульсов с длительностью меньше 1 пикосекунды, что соответствует большому числу (сотни и тысячи) линий излучения с точно определенными частотами и крайне узкой шириной линий. Такие гребенки стали прорывным инструментом во многих областях науки и техники: прецизионных оптических измерениях, определении секунды СИ, широкополосной телекоммуникации, измерении расстояний (ЛИДАР), спектроскопии. Более того, все линии гребенки синхронизованы по фазе, что дает возможность проводить быстрые когерентные измерения, например, так называемую двух-гребеночную спектроскопию. Первые оптические частотные гребенки были получены при помощи фемтосекундных лазеров, работающих в режиме синхронизации мод. Такие устройства являются крупногабаритными и дорогостоящими, и используются чаще всего для научных приложений. Расстояние между линиями, т.е. частота повторения, таких гребенок составляет от 10 МГц до 1 ГГц, что недостаточно для многих приложений, например, для калибровки астрономических спектрометров или для телекоммуникации со спектральным уплотнением каналов.

В последнее время активно развиваются другие методы генерации оптических гребенок. Разрабатываются и активно используются электрооптические гребенки, в которых частота лазера накачки смещается при помощи модулятора (электрооптического или акустооптического) в кольцевом резонаторе с усилителем. Разрабатываются методы прямой генерации частотных гребенок в полупроводниковых и квантово-каскадных структурах.

Одним из наиболее перспективных способов генерации частотных гребенок на данный момент является генерация керровских частотных гребенок в оптических микрорезонаторах [1]. В этом случае оптическая гребенка генерируется непосредственно в микрорезонаторе с радиусом от десятков мкм до нескольких мм, который обладает добротностью выше  $10^6$ . Такие гребенки обеспечивают частотное расстояние между линиями от 10 ГГц до 1 ТГц. До недавнего времени для генерации высокостабильных керровских гребенок, обладающих низким фазовым шумом и высокой когерентностью между различными линиями, необходимо было использовать мощные внешние лазеры с высокой когерентностью (с шириной линии 30 кГц и меньше) и сложную систему электрической обратной связи [2]. В последних же работах [3-4] было показано, что мощный лазер можно заменить на простой полупроводниковый лазерный диод типа Фабри-Перо, который обладает широким спектром, непригодным для прецизионных измерений. Такой лазерный диод стабилизируется за счет эффекта затягивания [5-6] на излучение, отфильтрованное микрорезонатором и попадающее обратно в активную среду диода за счет обратного рэлеевского рассеяния от высокодобротной моды резонатора. Это приводит к преимущественной перекачке энергии в одну линию лазерного излучения и ее сильное сужение до величин порядка кГц. Причем за счет быстрой активной связи эта линия оказывает привязана к моде

микрорезонатора, что дает возможность одновременной генерации оптической частотной гребенки в том же микрорезонаторе из кубично нелинейного материала.

Такой подход позволил значительно уменьшить размер генераторов оптических частотных гребенок, уменьшить их энергопотребление и стоимость, что открывает новые сферы применения оптических частотных гребенок, например, использование в дата-центрах для высокоскоростной передачи данных, где необходима масштабируемость устройств, а также для портативных спектроскопических датчиков [7].

В данной работе мы демонстрируем возможность применения компактных генераторов оптических частотных гребенок на основе микрорезонаторов для определения концентрации различных веществ в водном растворе. Был разработан стенд для определения концентрации веществ в схеме на пропускание. Стенд состоял из генератора оптической гребенки на основе микрорезонаторов, оптических волокон, кварцевой кюветы и оптического спектроанализатора. Исследуемый жидкий образец помещался в кварцевую кювету. Для вывода оптической гребенки из оптического одномодового волокна в свободное пространство был использован Thorlabs Achromatic FiberPort PAFA-X-4-C, второй PAFA-X-4-C – для обратного ввода излучения, прошедшего через кювету, в одномодовое волокно. Излучение, содержащее оптическую частотную гребенку, проходило через кварцевую кювету, и анализировалось при помощи оптического спектроанализатора OSA YOKOGAWA AQ6370D.

Были исследованы следующие вещества и их водные растворы: ацетон, дистиллированная вода, глюкоза, метанол. Для каждого образца проводится измерение оптического спектра при помощи оптического спектроанализатора OSA YOKOGAWA. Примеры спектров для пустой кюветы, кюветы с дистиллированной водой и 40% глюкозой представлены на рис. 1. Оказалось, что такой метод позволяет определить абсолютное значение коэффициента поглощения исследуемого вещества в зависимости от длины волны (спектр поглощения) в широком диапазоне, совпадающем с шириной оптической гребенки.

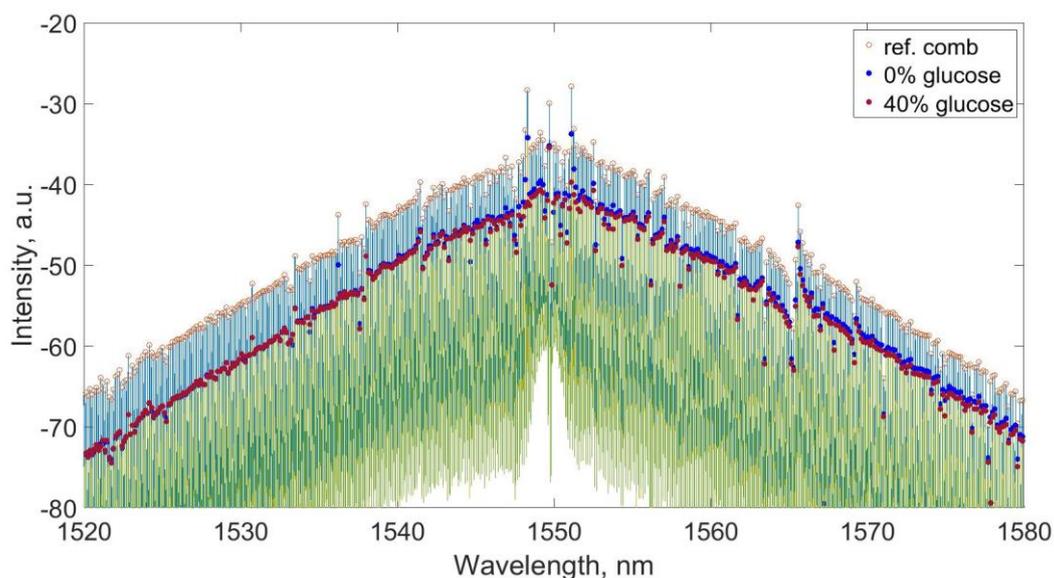


Рис. 1. Спектры оптических гребенок, измеренные при помощи оптического спектроанализатора, после прохождения через дистиллированную воду, 40% глюкозу и пустую кювету.

Для каждого образца проводится измерение оптического спектра при помощи оптического спектроанализатора. Оказалось, что такой метод после соответствующих

нормировок позволяет определить абсолютное значение коэффициента поглощения исследуемого вещества в зависимости от длины волны (спектр поглощения) в широком диапазоне, совпадающем с шириной оптической гребенки. Примеры таких спектров поглощения для дистиллированной воды и водных растворов глюкозы с различной концентрацией приведены на рис. 2. Полученные данные совпадают с табличными значениями.

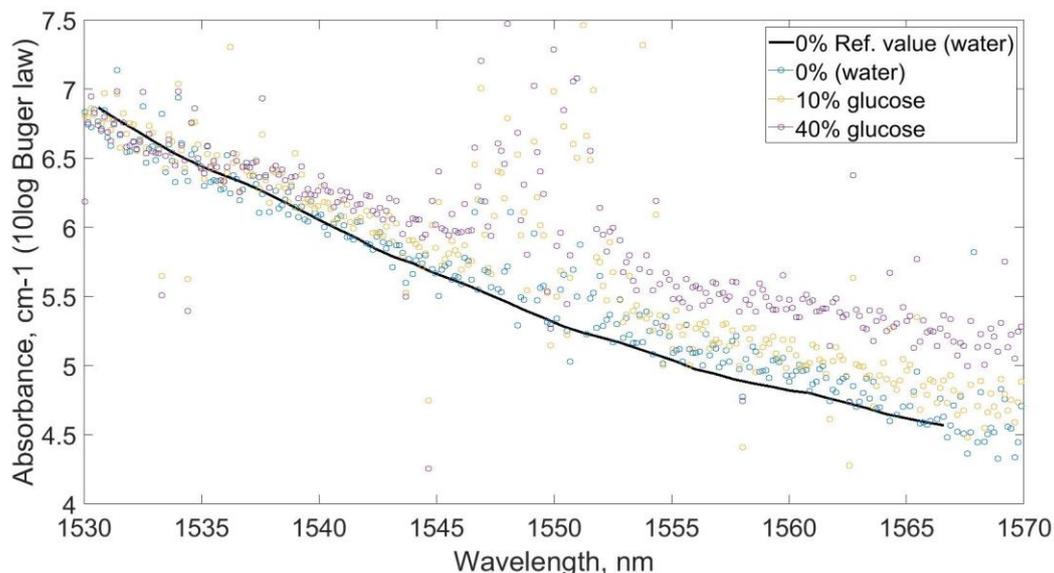


Рис. 2. Спектры поглощения в зависимости от длины волны для различных концентраций раствора глюкозы в воде.

Представленный способ измерения спектров поглощения различных веществ имеет множество преимуществ. Измерения при помощи оптической гребенки и спектроанализатора дают возможность произвести измерения в широком диапазоне за сравнительно короткое время. Использование двух одинаковых частотных гребенок позволяет провести двух-гребеночную спектроскопию: при небольшом отличии частот повторений двух гребенок, при их гетеродинамировании на фотодетекторе оптический спектр гребенок отображается на радиодиапазон, доступный для быстрых измерений современной электроникой. Этот метод позволяет измерять оптические спектры веществ в режиме реального времени за миллисекунды.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (Проект №17-02-00522).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T.J. Kippenberg, A.L. Gaeta, M. Lipson, M.L. Gorodetsky // Science. 2018. V. 414, No. 6402.
2. T. Herr et al. // Nat. Photonics. 2014. No. 8. P. 145.
3. N.G. Pavlov et al. // Nature Photonics. 2018 V. 12. P. 694.
4. N.M. Kondratiev et al. // Optics Express. 2017. V. 25. No. 23. P. 28167.
5. R. R. Galiev et al. // Optics Express. 2018. V. 26. No. 23. P. 30509.
6. Arslan S. Raja et al. // Nature Communications. 2019. V. 10. No. 680.
7. Mengjie Yu et al. // ACS Photonics. 2018. V. 5. No. 7. P. 2780.

## Восстановление точечных акустических неоднородностей и анализ рассеяния на них запаздывающих волновых полей

К.В. Дмитриев, Е.В. Фадеев, О.Д. Румянцева  
Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова  
[kdmitrie@aes.msu.ru](mailto:kdmitrie@aes.msu.ru)

Распространение акустических волн в метаматериале можно рассматривать, с одной стороны, как процесс, протекающий в однородной среде с эффективными параметрами. С другой стороны, тот же процесс может быть описан с точки зрения многократного рассеяния волн на всех элементах метаматериала. Представляет интерес тот случай, когда размер элемента метаматериала много меньше длины волны в нем – именно тогда среду можно описывать с помощью эффективных параметров.

Одиночный элемент метаматериала в виде квазиточечной неоднородности с плотностью  $\rho(\vec{z})$  и фазовой скоростью звука  $c(\vec{z})$  интересен при решении прямой и обратной задач. Показано [1–3], что фаза и амплитуда поля, рассеянного такой неоднородностью, являются взаимозависимыми. Это накладывает ограничения на максимальную мощность рассеянного поля [4]. При решении обратной задачи такая взаимосвязь позволяет не измерять фазу рассеянного поля – достаточно данных только об абсолютной величине амплитуды рассеяния [5].

Акустические поля, рассеянные неоднородностями плотности  $\rho(\vec{z})$  и сжимаемости  $1/(\rho(\vec{z})c^2(\vec{z}))$ , можно разложить в ряд, каждый член которого отвечает определенной мультипольности (т.е. угловой зависимости поля). В случае одиночной квазиточечной неоднородности, линейный размер которой много меньше длины волны, описание можно ограничить монопольным и дипольным порядками мультипольности [3], за исключением узких частотных полос, связанных с резонансами.

Если непоглощающая среда в присутствии рассеивателя однородна по плотности, то может быть достаточно только одного монопольного члена [1]. Такой случай рассматривается ниже. Пусть в однородной фоновой (т.е. рассеиватель отсутствует) среде создается падающее акустическое поле  $u_0^\pm(\vec{z})$ . Верхними индексами “+” и “-” обозначаются величины, соответствующие запаздывающему и опережающему полям. Тогда в присутствии в области  $\mathfrak{R}$  квазиточечной неоднородности с центром в точке  $\vec{r}_0$  полное акустическое поле  $u^\pm(\vec{z})$  можно представить в виде

$$u^\pm(\vec{z}) = u_0^\pm(\vec{z}) + G_0^\pm(\vec{z} - \vec{r}_0)\beta^\pm u_0^\pm(\vec{r}_0). \quad (1)$$

Здесь  $\beta^\pm$  – комплексные коэффициенты рассеяния;  $G_0^\pm$  – запаздывающая и опережающая функции Грина однородной фоновой среды, их аналитический вид известен. Отличие выражения (1) от уравнения Липпмана-Швингера состоит в том, что в правой части (1) не содержится неизвестное поле  $u^\pm(\vec{r}_0)$ . Процессы многократного рассеяния учитываются при этом с помощью коэффициентов  $\beta^\pm$ , которые зависят от параметров рассеивателя, но не явно, и для определения значений  $\beta^\pm$  нужны расчеты. Коэффициенты  $\beta^+$  и  $\beta^-$  комплексно сопряжены в отсутствие поглощения:  $\beta^\pm = |\beta| \exp(\pm i\phi)$ , где  $|\beta|$  и  $\pm\phi$  – их модуль (амплитуда) и фаза. При временной зависимости полей  $\sim \exp(-i\omega t)$  имеет место связь [1] (здесь и далее исследуется двумерный случай)

$$|\beta| = -4 \sin \phi \quad (2)$$

Геометрическое место точек, соответствующих допустимым значениям (2) комплексного коэффициента рассеяния  $\beta^+$  для запаздывающего поля, представляет собой окружность, проходящую через начало координат  $O$ ; эта точка  $O$  соответствует отсутствию рассеянного поля (рис. 1а). Одинаковая амплитуда коэффициента рассеяния достигается в двух различных точках окружности (например, точки  $N_I$  и  $N_{II}$  на рис. 1а). Поэтому вводятся два семейства рассеивателей: для семейства I  $\phi_I = \arcsin(-|\beta|/4) + 2\pi n$ ; для семейства II  $\phi_{II} = \pi - \arcsin(-|\beta|/4) + 2\pi n$ ,  $n \in \mathbb{Z}$ . На рис. 1а им соответствуют правая и левая половины окружности. Максимальная амплитуда коэффициента рассеяния  $|\beta| = 4$  достигается в точке  $M$  (рис. 1а) при  $\phi = 3\pi/2 + 2\pi n$ .

Представляет интерес обратная задача – восстановление характеристик рассеивателя по проведенным измерениям (при  $\vec{z} \notin \mathfrak{R}$ ) рассеянного им поля  $u_{sc}^{\pm}(\vec{z}) \equiv u^{\pm}(\vec{z}) - u_0^{\pm}(\vec{z})$ . Слабые (т.е. те, которые слабо искажают падающее на них поле) квазиточечные рассеиватели обладают близкими к нулевым амплитудой  $|\beta|$  и фазой  $\phi$ , и для них коэффициент рассеяния  $\beta^+$  лежит вблизи точки  $O$ . Слабые рассеиватели должны восстанавливаться хорошо. Квазиточечные рассеиватели с коэффициентом  $\beta^+$ , лежащим вблизи точки  $M$ , являются, наоборот, очень сильными, и их восстановление в монохроматическом режиме сталкивается с проблемами неединственности и неустойчивости. В то же время, на первый взгляд кажется, что рассеиватели семейств I и II с одинаковой амплитудой  $|\beta|$  должны иметь близкую силу и восстанавливаться с одинаковым качеством. Однако это не так, что обсуждается ниже.

Для слабых рассеивателей, с учетом (1), можно получить оценку  $\beta^+ \approx \int_{\mathfrak{R}} v(\vec{r}) d\vec{r} = \int_{\mathfrak{R}} (k_0^2 - k_1^2(\vec{r})) d\vec{r} \approx \pi R^2 (k_0^2 - k_{1,avg}^2)$ . Здесь  $v(\vec{r}) = k_0^2 - k_1^2(\vec{r})$  – функция рассеивателя;  $k_0$  и  $k_1(\vec{r})$  – волновые числа вне и внутри рассеивателя;  $R$  и  $k_{1,avg}$  – характерный радиус и среднее волновое число внутри рассеивателя. Если скорость звука внутри рассеивателя больше фоновой, т.е.  $k_{1,avg} < k_0$ , то получается  $\beta^+ > 0$  – рассеиватель относится к семейству I. Аналогично, если скорость звука внутри рассеивателя меньше фоновой, то  $\beta^+ < 0$  – рассеиватель относится к семейству II. Меньшая, по сравнению с фоновой, скорость звука приводит к концентрации поля внутри рассеивателя, его фокусировке, что увеличивает силу рассеивателя. Наоборот, большая скорость звука приводит к дефокусировке и уменьшает силу рассеивателя. Поэтому для одного и того же  $|\beta|$  рассеиватели семейства II при  $\phi_{II} = \pi - \arcsin(-|\beta|/4)$  сильнее, чем семейства I при  $\phi_I = \arcsin(-|\beta|/4)$ , и их восстановление проблематичнее.

Вопросы, связанные с восстановлением рассеивателей семейства I, исследовались в [6]. В [7] приведены результаты восстановления рассеивателей обоих семейств с помощью алгоритма Новикова, но без обсуждения физических причин, приводящих к различию качества восстановления. В [7] показано, что при фазе  $\phi_{II} = 235.5^\circ$  (точка  $N_{II}$  на рис. 1а, достаточно далекая от точки  $M$ ) результат восстановления рассеивателя представляет собой узкий пик (с шириной  $\approx \lambda_0/12$  по уровню 0.7, где  $\lambda_0$  – длина волны в фоновой среде) большой амплитуды. При незначительном увеличении фазы до  $\phi_{II} = 237.0^\circ$  амплитуда пика увеличивается примерно в 3 раза. При этом ширина пика сужается до  $\approx \lambda_0/20$ , что гораздо меньше разрешающей способности алгоритма

Новикова, близкой к  $\lambda_0/3$ . Таким образом, полученная оценка рассеивателя недостоверна. Как показало исследование, причина ошибки в оценке – помеха, которая вызвана присутствием существенного рассеяния назад у квазиточечных рассеивателей в сочетании с большой силой рассматриваемых рассеивателей семейства II.

Соотношение (2) справедливо в отсутствие поглощения как в фоновой среде, так и внутри неоднородности. В квантовой механике существуют похожие соотношения (оптическая теорема), которые также остаются справедливыми при отсутствии захвата частиц рассеивающим центром. На практике акустические рассеиватели часто обладают поглощением, и встает вопрос о видоизменении соотношения (2) и геометрического места точек, описывающего возможные значения  $\beta^+$  в этом случае.

Для анализа этих видоизменений рассматривалась двумерная задача рассеяния падающей плоской акустической волны круглым однородным цилиндром; такая задача имеет точное аналитическое решение [8]. Волновое число внутри цилиндра задавалось как  $k_1 = k_1' + ik_1''$ , где действительная часть  $k_1' = \omega/c_1$  связана со скоростью звука в цилиндре  $c_1$ , а мнимая часть  $k_1''$  является амплитудным коэффициентом поглощения цилиндра. Радиус цилиндра  $R \rightarrow 0$ . Если при этом  $k_0 = \text{const}$  и  $k_1 = \text{const}$ , то получается, что рассеиватель является очень слабым. Более интересны результаты, которые можно получить, если при уменьшении радиуса цилиндра фиксировать, в одном случае,  $k_1'R$ , а в другом  $k_0R$ . Тогда можно рассматривать коэффициент рассеяния  $\beta^+$  как функцию от  $k_1'/k_0$ . Одновременно необходимо контролировать рассеянное поле на предмет наличия дипольной, квадрупольной и высших компонент мультипольности, поскольку в случае присутствия таких компонент единственного коэффициента  $\beta^+$ , ответственного за монопольное рассеяние, недостаточно, и требуется уточнение математического аппарата [2, 3].

В первом случае в отсутствие поглощения ( $k_1'' = 0$ ) фиксировалось  $k_1R = 2\pi/128$ . При  $k_1 \geq k_0$  рассеяние монопольное, и коэффициент  $\beta^+ \approx 0$  (вблизи точки  $O$  на рис. 1а); рассеиватель оказывается очень слабым. При уменьшении  $k_1$  ( $k_1 < k_0$ ) амплитуда коэффициента рассеяния  $|\beta|$  растет, а точка, изображающая значение  $\beta^+$  на рис. 1а, двигается по окружности по часовой стрелке, что соответствует значениям  $\beta^+$  семейства I. Однако, начиная с  $k_1 \approx 0.1k_0$  и меньше, оказывается существенным рассеяние высших порядков мультипольности, делая рассматриваемую модель неправомерной. Таким образом, семейство I значений  $\beta^+$  описывается цилиндрическими рассеивателями не полностью.

Во втором случае в отсутствие поглощения фиксировалось  $k_0R = 2\pi/128$ . При  $k_1 \leq k_0$  рассеяние монопольное, и  $\beta^+ \approx 0$  (вблизи точки  $O$  на рис. 1а). С ростом  $k_1$  ( $k_1 > k_0$ ) амплитуда  $|\beta|$  растет, а точка, изображающая значение  $\beta^+$  на рис. 1а, двигается по окружности против часовой стрелки, пробегая целиком значения  $\beta^+$  семейства II и часть семейства I. При дальнейшем росте  $k_1$  ( $k_1 > 15.7k_0$ ) возникает заметное рассеяние дипольного и квадрупольного порядков.

Наличие поглощения ( $k_1'' \neq 0$ ) приводит к тому, что коэффициент  $\beta^+$  перестает лежать на окружности. В первом случае фиксировалось  $k_1'R = 2\pi/128$ , и варьировалась действительная часть  $k_1'$  волнового числа  $k_1 = k_1' + 0.5ik_0$ . Геометрическое место точек, изображающих коэффициент  $\beta^+$  при  $k_0/k_1' \in [1; +\infty)$ , представляет собой

сложную кривую (рис. 1б), сосредоточенную, однако, возле исходной (т.е. в отсутствие поглощения) окружности.

Во втором случае при фиксированном  $k_0 R = 2\pi/128$  варьировалась действительная часть  $k'_1$  волнового числа  $k_1 = k'_1 + 0.15ik_0$ , т.е. поглощение на цилиндре было фиксированным. Тогда точка, изображающая коэффициент  $\beta^+$ , двигается при  $k'/k_0 \in [1; +\infty)$  по скручивающейся спирали (рис. 1в) с полюсом в точке  $\approx 1.64 - 0.85i$ .

Таким образом, рассеиватели малого волнового размера могут описываться единственным коэффициентом рассеяния  $\beta^+$ . Возможные значения  $\beta^+$  на комплексной плоскости лежат внутри круга, а в отсутствие поглощения – на его границе.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00098).

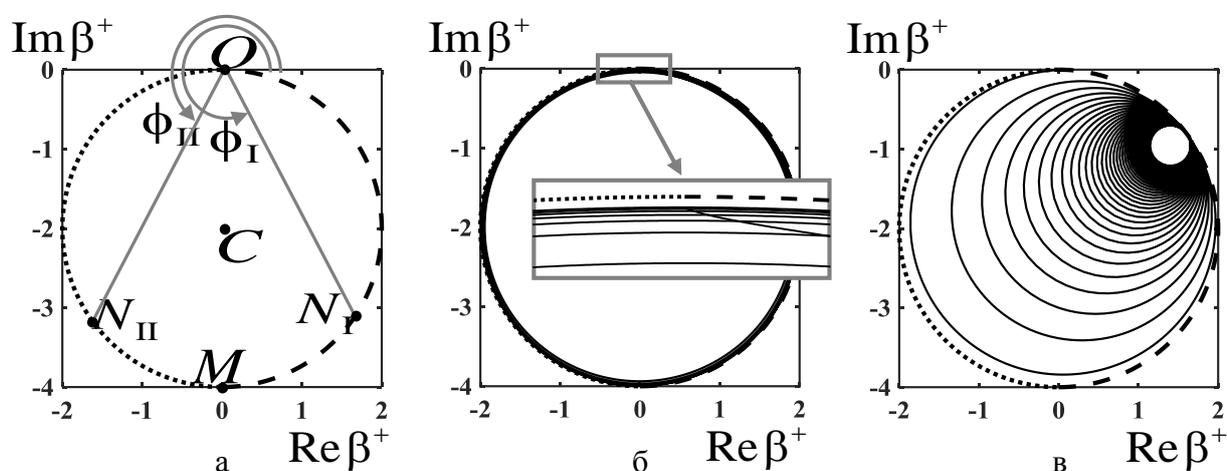


Рис. 1. Допустимые значения коэффициента рассеяния  $\beta^+$  на комплексной плоскости. В отсутствие поглощения (а) семейство I значений  $\beta^+$  изображено пунктирной линией; семейство II – линией, составленной из точек. В случае с поглощением возможные значения  $\beta^+$  изображены тонкой черной линией при фиксированном  $k'_1 R$  (б) или  $k_0 R$  (в).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Буров, С.А. Морозов // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 751.
2. К.В. Дмитриев // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 6. С. 656.
3. К.В. Дмитриев // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 2. С. 125.
4. К.В. Дмитриев // Известия РАН. Серия Физическая. 2015. Т. 79. № 12. С. 1700.
5. R.G. Novikov. // Eurasian Journal of Mathematical and Computer Applications. 2018. Т. 6. No 1. P. 52.
6. Н.П. Бадалян и др. // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 1. С. 3.
7. A.D. Agaltsov, R.G. Novikov // 2017. <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01570494>
8. В.М. Бабич и др. “Линейные уравнения математической физики” М.: Наука, 1964.

## Определение временной зависимости акустояростной температуры объекта малого размера методом пассивной термотомографии

С.А. Юрченко, К.В. Дмитриев  
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова  
[kdmitrie@aesclmsu.ru](mailto:kdmitrie@aesclmsu.ru)

Пространственное распределение температуры внутри организма несет важную информацию при диагностике заболеваний и при проведении операций, связанных с нагревом тканей. Одним из возможных способов регистрации внутренней температуры является акустотермометрия [1]. Данный метод основан на анализе собственного шумового акустического излучения нагретого тела (аналогичного электромагнитному излучению). Мощность излучения определяется температурой и коэффициентом поглощения объекта. Следует отметить, что собственное акустическое излучение слабое, а в практических приложениях требуется фиксировать его изменения при нагреве порядка 0.1 К в области малого объема. В настоящее время существуют интенсификационный [2] и корреляционный [3] способ регистрации акустического излучения. В представляемой работе экспериментально показана возможность отслеживать изменение температуры объекта каждым из этих способов.

Малое отношение сигнал/помеха в рассматриваемой задаче накладывало жесткие ограничения на параметры приемного устройства. Регистрация акустического излучения осуществлялась с использованием пьезокерамического диска AW11Y28200A диаметром 28 мм и толщиной 2 мм, обладающего центральной частотой 1.05 МГц. Поверх керамики был нанесен четвертьволновой согласующий слой. Были созданы гидрофоны, в которых помимо пьезопреобразователя располагались малозумящие усилители. Рабочая полоса гидрофона с предусилителем составляла 200 кГц при центральной частоте 1 МГц, а чувствительность на приём была 30 мкВ/Па. Для увеличения выходного сигнала к гидрофонам подключался оконечный усилитель с коэффициентом усиления равным 100. Собственные шумы усилителей, отнесенные ко входу, не превышали  $10 \text{ нВ}/\sqrt{\text{Гц}}$ . Преобразование выходного аналогового сигнала в цифровой с частотой 10 МГц осуществлялось с помощью платы National Instruments NI PXI-1033, обладающей низкими собственными шумами. Длительность отдельных измерений составляла 1 с, а количество измерений могло изменяться. Цифровая обработка сигнала состояла в прямоугольной фильтрации в частотной полосе 0.5–1.2 МГц и применении фильтра Винерского типа.

При интенсификационном исследовании в качестве объекта выступал толстый слой резины толщиной 4 см с большим коэффициентом поглощения. Для обеспечения нагрева резина помещалась в акустически прозрачный пластиковый стакан с кипятком, который в течение эксперимента остывал, находясь в кювете с водой комнатной температуры. При направлении гидрофона на объект фиксировался рост мощности принимаемого излучения, который в соответствии с предварительной градуировкой пересчитывался в температурный контраст  $\Delta T$ , равный разности температуры объекта и воды в кювете. Для независимого контроля температура резины измерялась термопарой. Измерения температурного контраста интенсификационно и с помощью термопары (рис. 1) согласуются между собой и имеют вид убывающей экспоненты, что соответствует процессу остывания. Хорошее согласование позволяет говорить о возможности динамического измерения температуры интенсификационным методом.

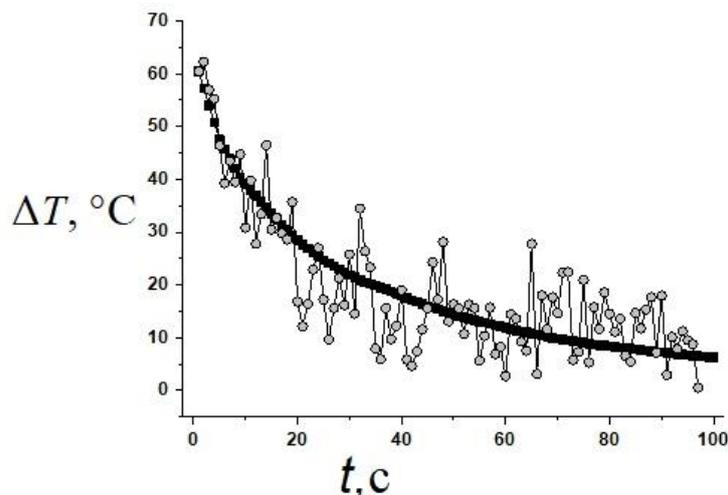


Рис. 1. Зависимость контраста температуры  $\Delta T$  модельного объекта от времени, измеренная различными способами. Жирной линией показаны данные термомпары. Каждая точка соответствует измерению длительностью 1с. Для наглядности точки соединены тонкой линией.

Корреляционный приём сигнала осуществлялся с использованием двух гидрофонов, направленных на объект и расположенных в кювете с водой комнатной температуры. В качестве источника излучения использовался тонкий и широкий слой медицинского резинового бинта площадью  $40 \text{ мм} \times 40 \text{ мм}$  и толщиной  $0.45 \text{ мм}$ . Слой бинта располагался параллельно плоским рабочим поверхностям гидрофонов и был помещен в акустически прозрачный стакан с кипятком. После фильтрации принимаемые сигналы с двух гидрофонов разбивались на короткие пакеты длительностью  $2.5 \times 10^{-4} \text{ с}$ . Далее корреляционные функции пар пакетов, регистрируемых одновременно на разных приемных системах, складывались. Максимум, соответствующий нагретому объекту (цифра 2 на рис. 2) при суммарном времени накопления, равном  $50 \text{ с}$ , хорошо заметен.

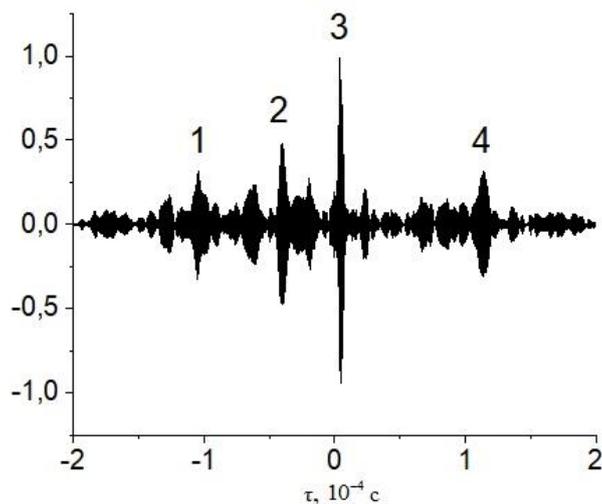


Рис. 2. Нормированная корреляционная функция сигналов при наличии нагретого объекта. Цифрами 1 и 4 отмечены боковые корреляционные максимумы; 2 – максимум, соответствующий нагретому объекту; 3 – максимум, вызванный наводками.

Боковые максимумы (цифры 1 и 4 на рис. 2) соответствуют задержке, равной времени прохождения акустической волны от одного гидрофона к другому; они связаны

с геометрией эксперимента. Когда гидрофоны направлены строго друг на друга, величина этих максимумов существенно возрастает. Они вызваны присутствующим в среде шумовым акустическим сигналом. Максимум в центре корреляционной функции (цифра 3 на рис. 2) вызван наводками, регистрируемыми гидрофонами одновременно. Используя данную корреляционную функцию, был разделен полезный сигнал и наводки, вычислены их спектры и построен фильтр винеровского типа. Полученный фильтр также показывал АЧХ приёмных устройств. Его применение позволило существенно уменьшить величину максимума, вызванного наводками.

Для анализа динамики изменения температуры объекта был проведен эксперимент, в котором вышеупомянутый слой резинового медицинского бинта остывал, начиная с температуры  $100^{\circ}\text{C}$ , до комнатной температуры. В этом эксперименте плоскости гидрофонов находились под небольшим углом, что приводило к уменьшению боковых максимумов и, тем самым, к увеличению заметности на их фоне максимума, вызванного нагретым объектом. В момент времени  $t_0 = 50$  с от начала измерений между гидрофонами устанавливался резиновый слой, который с течением времени остывал. Вычисленные корреляционные функции отдельных пакетов усреднялись на каждом временном интервале  $[t; t + \Delta t]$  длительностью  $\Delta t = 25$  с. На графике (рис. 3) изображены значения максимума 2 (нормированные на наибольшее значение), которые соответствуют нагретому объекту. Они получены в результате усреднения корреляционных функций, в зависимости от начального момента  $t$ , которое изменялось в диапазоне от 0 с до 120 с с шагом 1 с. Из-за примененного усреднения рост этого максимума начинается не в момент  $t = t_0$ , а раньше. Наибольшее значение достигается при  $t = 60$  с. Далее с течением времени величина максимума уменьшается, что соответствует охлаждению объекта. Таким образом, экспериментально показана возможность отслеживать динамику температуры модельного объекта методом корреляционной акустотермометрии.

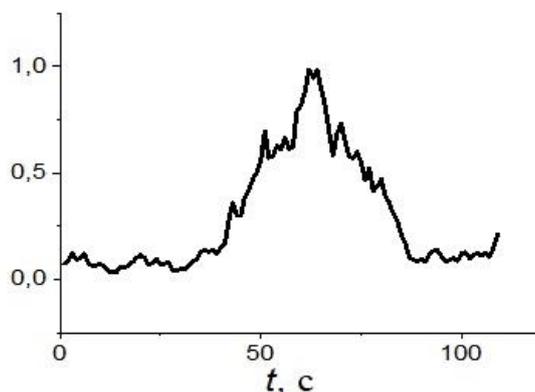


Рис. 3. Нормированная величина корреляционного максимума, соответствующего нагретому объекту, при усреднении корреляционных функций в интервале  $[t; t + \Delta t]$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Д. Мансфедьд // Акуст. журн. 2009. Т. 55. № 4-5. С. 546.
2. А.А. Аносов // Акуст. журн. 2016. Т. 62. № 2. С. 259.
3. В.А. Буров, О.Д. Румянцева, К.В. Дмитриев // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 5. С.591.

## Исследование влияние концентрации квантовых точек в коллоидном растворе на его спектрально-люминесцентные свойства

А.Е. Еськова<sup>1</sup>, П.С. Троицкая<sup>1</sup>, А.И. Аржанов<sup>1,2</sup>,  
К.А. Магарян<sup>1</sup>, К.Р. Каримуллин<sup>1,2</sup>, А.В. Наумов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский педагогический государственный университет, кафедра теоретической физики  
им. Э.В. Шпольского

<sup>2</sup>Институт спектроскопии Российской академии наук, лаборатория электронных спектров молекул  
[evgenievnaanna11@mail.ru](mailto:evgenievnaanna11@mail.ru)

Квантовые точки (КТ) представляют собой полупроводниковые нанокристаллы, размер которых варьируется от 1 до 10 нм. В течение нескольких последних десятилетий интерес к ним неуклонно растет, что связано с простотой синтеза и рядом уникальных оптических свойств КТ: высоким квантовым выходом (до 90%), фотостабильностью, возможностью управлять фотофизическими характеристиками за счет изменения размеров. Квантовые точки успешно зарекомендовали себя в качестве люминесцентных биомаркеров, благодаря которым можно визуализировать клеточную структуру и биологические ткани [1]. КТ являются одними из главных кандидатов для реализации кубитов в квантовых вычислениях [2], также они применяются в солнечных батареях в качестве эффективных преобразователей солнечной энергии в постоянный электрический ток [3]. Исследование спектральных и фотофизических свойств полупроводниковых квантовых точек (КТ) является важной задачей в современной науке и материаловедении. Для разработки некоторых практических приложений на основе квантовых точек необходимо исследовать зависимость спектральных свойств КТ и композитов на их основе от температуры. В одной из наших последних работ [4] исследовалась температурная зависимость спектров экситонной люминесценции полупроводниковых коллоидных квантовых точек, помещенных в различные твердые матрицы (аморфные полимеры и замороженные стекла). Было обнаружено, что для всех образцов с понижением температуры максимумы полос экситонной люминесценции смещаются в область более высоких энергий (меньших длин волн). Анализируя такие зависимости в рамках теории электрон-фононного взаимодействия (см., например, [5]), можно определять параметры, характеризующие как сами КТ, так и их взаимодействие матрицей, а именно: величину запрещенной зоны, фактор Хуанга-Риса, и среднюю энергию фононов. Однако вопрос о влиянии параметров эксперимента, в частности, концентрации квантовых точек в образцах, мощности и длины волны возбуждающего лазерного излучения, остается открытым. Цель настоящей работы состояла в изучении влияния концентрации двухоболочечных полупроводниковых коллоидных квантовых точек на спектрально-люминесцентные свойства раствора таких точек в толуоле.

Образцы представляли собой растворы КТ CdSe/CdS/ZnS (пр-во QD Light, Россия) в химически чистом толуоле. Концентрацию КТ в растворе меняли путем добавления толуола. Спектральные измерения проводили помещая небольшое количество раствора в кварцевую кювету оптической толщиной 1 мм. Все спектры были измерены при комнатной температуре.

Концентрация  $C_0$  квантовых точек в исходном растворе составляла 96 мкг/мл. Для приготовления первого образца с концентрацией  $C_1$  брали 50 мл исходного раствора, в который добавляли 100 мл толуола. Каждый следующий образец (кроме №№ 1, 4, 7, 10) был получен путем добавления в предыдущий раствор 100 мл толуола. Образцы №№ 1, 4, 7, 10 готовили путем смешивания 50 мл предыдущего раствора с 100 мл чистого толуола. Концентрации полученных растворов представлены в табл. 1.

Таблица 1. Значения концентраций изучаемых растворов коллоидных КТ в толуоле (мкг/мл)

$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$C_5$	$C_6$	$C_7$	$C_8$	$C_9$	$C_{10}$	$C_{11}$
32,0	19,2	13,7	4,6	2,7	2,0	0,65	0,39	0,28	0,09	0,06

Измерения спектров поглощения выполнены на спектрофотометре СФ-2000. Во всех спектрах поглощения наблюдали узкий максимум на длине волны 580 нм, соответствующий экситонному поглощению КТ. На основе анализа спектров поглощения была построена зависимость оптической плотности образцов (на длине волны 580 нм) от концентрации квантовых точек в растворе (см. рис. 1, а), которую аппроксимировали линейной функцией. Данная процедура дает возможность уточнить информацию о концентрации исследуемого раствора.

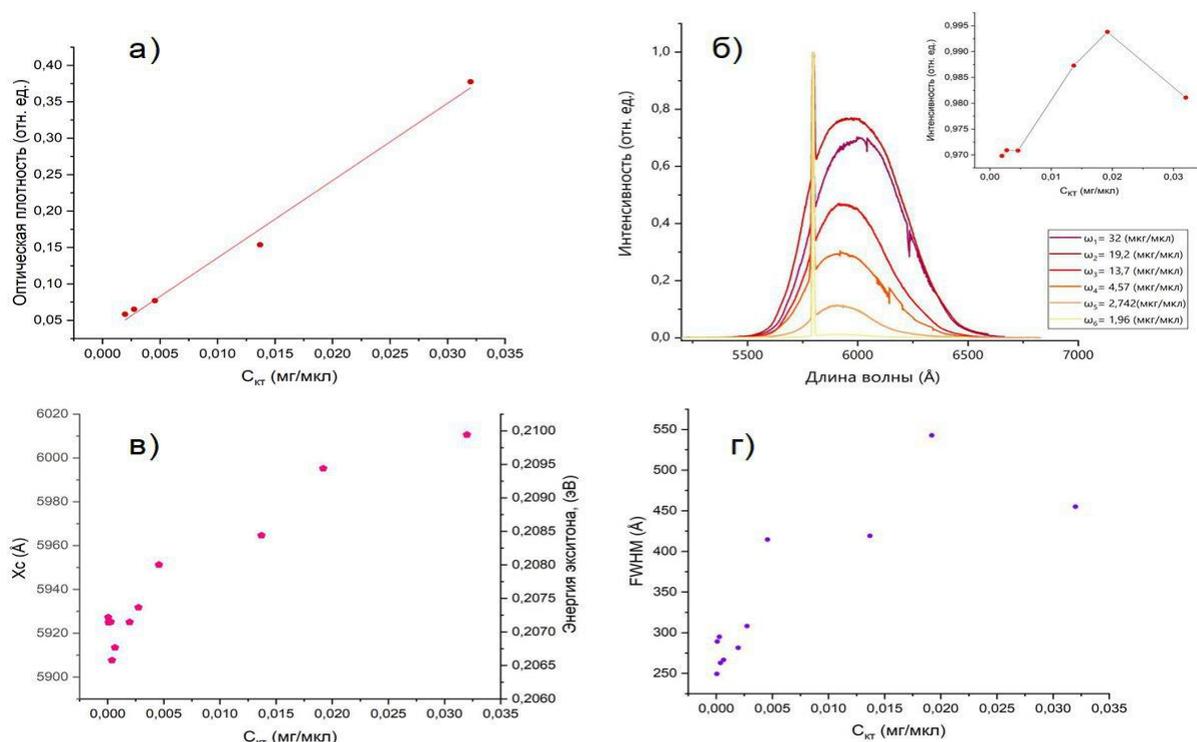


Рис. 1. Концентрационные зависимости спектрально-люминесцентных свойств растворов КТ CdSe/CdS/ZnS в толуоле: влияние концентрации КТ на оптическую плотность раствора (а), интенсивность (б), положение максимума  $X_c$  (в) и ширину спектра люминесценции (г).

Спектры люминесценции растворов были измерены на светосильном спектрометре СДЛ-1. Конструкция спектрометра СДЛ-1 на основе сдвоенного монохроматора позволяет измерять спектры люминесценции с высоким спектральным разрешением (0,1 нм). Дополнительным преимуществом конструкции СДЛ-1 является большая светосила, что в совокупности с использованием в качестве детектора ПЗС-камеры PCO PixelFly (квантовая эффективность до 62 %), позволяет проводить измерения слабых сигналов, в т.ч. детектировать люминесценцию от растворов с очень низкой концентрацией КТ (вплоть до 0,06 мкг/мл). Люминесценцию растворов возбуждали при помощи широкополосного линейного перестраиваемого лазера на красителе CR-599 (Coherent Radiation). Длину волны излучения подбирали таким образом, чтобы она соответствовала экситонному поглощению КТ. На рис. 1, б показаны спектры люминесценции растворов с разной концентрацией квантовых точек. На врезке на рис. 1, б показана концентрационная зависимость интенсивности спектра излучения, измеренной на длине волны, соответствующей максимуму. Начиная с определенного

значения концентрации, рост интенсивности спектра люминесценции сменяется спадом, что, по-видимому, связано с эффектами концентрационного тушения. Аналогичная зависимость наблюдалась в работе [6].

Особый интерес вызывает наличие коротковолновой части в спектре люминесценции, которая соответствует антистоксовой люминесценции (по отношению к длине волны возбуждающего лазерного излучения). Выяснение возможных механизмов наблюдаемого эффекта требует проведения дополнительных исследований, в частности, необходимо измерить спектры люминесценции в зависимости от длины волны возбуждающего лазерного излучения.

Кроме изменения интенсивности люминесценции происходит смещение положения максимума спектра люминесценции в зависимости от концентрации точек в растворе (рис. 1, в). С увеличением концентрации КТ в растворе спектр смещается в красную область. Дополнительно была исследована концентрационная зависимость ширины спектра люминесценции для приготовленных растворов (рис. 1, г). Спектр уширяется с ростом концентрации. Смещение максимума спектра люминесценции для исследованного диапазона концентраций КТ составляет около 10 нм (37 мэВ на длине волны 580 нм).

Проведенные исследования показали, что существенное изменение положения и ширины спектра люминесценции в зависимости от выбранной концентрации КТ в образце необходимо учитывать при проведении температурных измерений и анализе процессов электрон-фононного взаимодействия. Отдельного изучения требует вопрос о влиянии интенсивности возбуждающего лазерного излучения на измеряемые параметры спектров.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-32-70005-мол\_a\_мос).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Т.А. Здобнова, Е.Н. Лебеденко, С.М. Деев // Acta Naturae. 2011. № 1. С. 30.
2. Z. Kurucz et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. Art. no 010502.
3. О.Е. Semonin et al. // Science. 2011. V. 334. № 6062. P. 1530.
4. А.И. Аржанов и др. // Труды школы-семинара «Волны-2019», М.: МГУ, 2019.
5. К.А. Магарян и др. // Опт. спектроск. 2019. Т. 126. № 1. С. 50.
6. С.В. Ремпель и др. // ФТТ. 2015. Т. 57. № 6. С. 1087.

## Снижение контраста фоточувствительности неоднородных $N^+ - P(N) - N^+$ структур кремния, измеряемого при сканировании светом P-N перехода

О.Г. Кошелев

Физический факультет Московского государственного университета  
[scon282@phys.msu.ru](mailto:scon282@phys.msu.ru)

В связи со значительным ростом энергопотребления и уменьшением запасов традиционных ископаемых энергоресурсов в последние годы существенно возрос интерес к возобновляемым источникам энергии. В частности, возрос интерес к фотопреобразователям солнечной энергии на основе кремниевых солнечных элементов (СЭ), изготавливаемых из структур  $n^+ - p(n) - p^+$  типа. Основными задачами дальнейшего улучшения таких СЭ являются повышение КПД и снижение стоимости их производства.

Для получения максимального КПД фоточувствительность должна быть максимальной и практически одинакова по всей площади СЭ, т.е. её контраст должен быть минимальным [1]. Кроме того знание её контраста по площади кремниевой  $n^+ - p(n) - p^+$  структуры позволяет предсказывать эффективность изготавливаемого из неё СЭ [2]. На готовых СЭ этот контраст легко определяется по измерениям тока короткого замыкания при сканировании поверхности p-n перехода лучом света с энергией квантов ( $h\nu$ ) больше ширины запрещенной зоны кремния ( $E_g$ ).

Разброс значений фоточувствительности может возникнуть как в исходном слитке кремния, так и на различных этапах изготовления СЭ. Для такого контроля исходных пластин кремния успешно используются СВЧ методы, основанные на сканировании их поверхности лучом света также при  $h\nu > E_g$ . При этом измеряются параметры СВЧ волны, которая отражается от исследуемой структуры или проходит через неё [3]. Наиболее сложным является контроль контраста фоточувствительности, когда на исходную пластину нанесены сильно легированные слои  $n^+$  и  $p^+$  типа, а контакты ещё отсутствуют. (На этом этапе изготовления СЭ контроль контраста часто не производится [4]). На освещаемом участке  $n^+ - p(n) - p^+$  структуры возникает фотоэдс, зависящая от величины фоточувствительности этого участка и условий освещения. При этом неравновесные носители заряда (ННЗ) экстрагируются из базовой области освещаемого участка и по слоям  $n^+$  и  $p^+$  типа инжектируются в неосвещаемые участки СЭ. В результате концентрация ННЗ и время релаксации фотопроводимости в базовой области освещаемого участка падает. При этом возникает напряжение на неосвещаемых участках СЭ, т.е. контраст фотоэдс искажается.

Цель настоящей работы – рассмотреть влияние на фотоэдс шунтирования освещаемой части кремниевой  $n^+ - p(n) - p^+$  структуры её неосвещаемой частью.

Экспериментальные исследования проводились на модели неоднородной  $n^+ - p - p^+$  структуры, состоящей из двух СЭ, соединенных резистором - эквивалентом шунтирующего сопротивления. Времена жизни ННЗ в их базовых областях существенно отличались (примерно в 100 раз). Это отличие было получено путем предварительного облучения одного из СЭ быстрыми электронами. Освещение производилось от лампы накаливания.

На рис.1 приведены измеренные зависимости напряжений на этих СЭ от величины шунтирующего сопротивления  $R$  при постоянной интенсивности освещения одного из СЭ. Как видно, фотоэдс освещаемого необлученного СЭ (кривая 1) с уменьшением величины  $R$  от 80 кОм до 10 Ом снижается в 2 раза. Тогда как фотоэдс облученного СЭ при таком же освещении примерно в 3 раза меньше и практически не зависит от значения

Р. При этом напряжение на неосвещаемом СЭ изменяется существенно больше – у облучённого в 10 раз, а у необлученного СЭ более, чем в 100 раз.

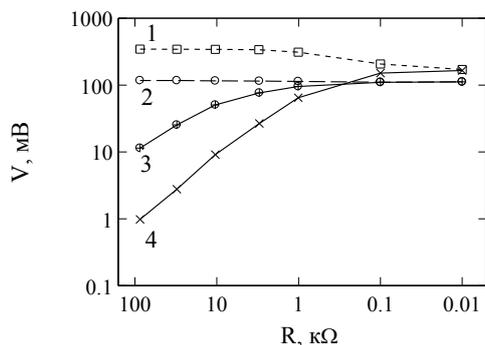


Рис.1. Влияние сопротивления  $R$  шунтирующего резистора на зависимости фотоэдс необлученного (1) облученного (2) и напряжений на них без освещения (сплошные кривые 4 и 3).

На рис.2 приведены зависимости от  $R$  отношений фотоэдс необлучённого СЭ к фотоэдс облучённого. Верхняя кривая (1) соответствует минимальной интенсивности освещения ( $W_{\text{мин}}$ ). Кривые (2) и (3) измерены при  $W=4W_{\text{мин}}$  и  $16 W_{\text{мин}}$  соответственно.

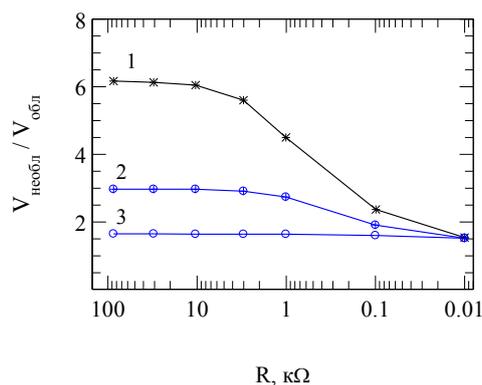


Рис.2. Зависимости отношения фотоэдс необлучённого СЭ ( $V_{\text{необл}}$ ) к фотоэдс облучённого СЭ ( $V_{\text{обл}}$ ) от  $R$  при трёх интенсивностях освещения

Как видно, при минимальной интенсивности света уменьшение контраста фотоэдс с уменьшением  $R$  максимально (примерно в 4 раза). При максимальной интенсивности света (кривая 3) контраст практически не зависит от  $R$ . Это можно объяснить тем, что при больших интенсивностях света фотоэдс достигает напряжения холостого хода.

Таким образом, при измерениях контраста фоточувствительности заготовок кремниевых СЭ без контактов путем их сканирования светом возможны существенные ошибки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Wezep D.A., Velden M.H.L, Bosra D.M., Bosh R.C.M. //26th European Photovolt. Solar Energy Conf. and Exhib. Progress in Photovolt.: Research and Appl. Munich, 2016. P. 1423.
2. Metzger W.K. // Solar Energy Mat. and Solar Cells. 2008. V. 92. P. 1123.
3. Gaubas E., Kaniava A. // Rev. of Sci. Instr. 1996. V. 67. № 6. P. 2339.
4. <http://solar-front.livejournal.com/11644.html>

## Моделирование функционального решения задачи адиабатической модовой томографии океана

О.С. Красулин<sup>1</sup>, А.С. Шуруп<sup>1, 2, 3</sup>

<sup>1</sup>Московский Государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, кафедра акустики

<sup>2</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН

<sup>3</sup>Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН

[OS.Krasulin@gmail.com](mailto:OS.Krasulin@gmail.com)

На сегодняшний день одним из наиболее перспективных методов мониторинга мирового океана является акустическая томография [1]. Она позволяет получить информацию о пространственных распределениях различных характеристик акваторий с размерами, достигающими тысяч километров. В настоящей работе рассматривается решение задачи модовой томографии океана на основе функционально-аналитического алгоритма Новикова-Сантацесариа [2], изначально разработанного для задач рассеяния в квантовой механике. Данный подход не требует ни линеаризации модели и построения матриц возмущений, ни итераций и привлечения дополнительных процедур регуляризации, что выгодно отличает его от используемых в настоящее время методов, а также делает перспективным исследование его возможностей в задачах акустической томографии океана. Для исследования возможностей этого алгоритма в акустических приложениях сначала следует решить прямую задачу – найти акустическое поле при заданных параметрах рассеивателя.

В качестве фонового рассматривается волновод с абсолютно жестким дном, свободной верхней границей и однородным водным слоем. В случае присутствия неоднородности скорости звука, уравнение Гельмгольца, описывающее распространение акустических волн, имеет вид:

$$\nabla^2 p(\mathbf{r}) + k_0^2(z)p(\mathbf{r}) = v(\mathbf{r})p(\mathbf{r}) \quad (1)$$

где  $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$  – радиус-вектор в выбранной системе координат;

$v(\mathbf{r}, \omega_i) = \omega_i^2 \left( \frac{1}{c_0^2(z)} - \frac{1}{c^2(\mathbf{r})} \right)$  – функция рассеивателя, описывающая отклонение фазовой

скорости  $c(\mathbf{r})$  от ее фонового значения  $c_0(\mathbf{r}) \equiv c_0(z)$ ; индекс  $i$  и подразумевает возможность использования широкополосного режима зондирования (далее частотная

зависимость будет опущена для достижения компактности выражений);  $k_0 = \frac{\omega_j}{c_0(z)}$ .

Решение (1) ищется в виде суммы мод  $p(\mathbf{r}) = \sum_{n=0}^{\infty} \Phi_n(x, y)\Psi_n(z)$ , где  $\Phi_n(x, y)$  описывает

решение уравнения Гельмгольца в горизонтальной плоскости  $(x, y)$ , а  $\Psi_n(z)$  – вертикальный профиль моды номера  $n$  в фоновом волноводе:

$$\begin{cases} \frac{d^2 \Psi_n(z)}{dz^2} + [k_0^2(z) - k_{0n}^2] \Psi_n(z) = 0, \\ \frac{d \Psi_n(z)}{dz} \Big|_{z=H} = 0, \quad \Psi_n(z) \Big|_{z=0} = 0, \end{cases}$$

здесь  $k_{0m}^2$  – горизонтальное волновое число  $m$ -ой моды в невозмущенном волноводе.

С учетом ортогональности профилей мод  $\int_0^H \Psi_n(z) \Psi_m(z) dz = \delta_{nm}$ , уравнение (1) переписывается в виде:

$$\nabla_{x,y}^2 \Phi_m(x, y) + k_{0m}^2 \Phi_m(x, y) = S_{mn}(x, y) \Phi_n(x, y), \quad (2)$$

где оператор  $S_{mn}(x, y) \equiv \int_0^H \Psi_m(z) v(x, y, z) \Psi_n(z) dz$  описывает модовое взаимодействие. Решение прямой задачи основывается на сведении (2) к уравнению типа Липпмана-Швигнера [3] и последующего его решению с помощью дискретизации задачи. Для этого вводится функция Грина  $G_{0m}(x, y, k_{0m})$  моды номера  $m$  однородной изотропной непоглощающей среды:

$$\nabla^2 G_{0m}(x, y, k_{0m}) + k_{0m}^2 G_{0m}(x, y, k_{0m}) = \delta(x - x', y - y').$$

Использование  $G_{0m}(x, y, k_{0m})$  позволяет перейти от (2) к связанной системе уравнений типа Липпмана-Швигнера:

$$\Phi_m(x, y) = \Phi_{0m}(x, y) + \int_{\mathfrak{R}} G_{0m}(x - x', y - y', k_{0m}) S_{mn}(x', y') \Phi_n(x', y') dx' dy', \quad (3)$$

где  $\mathfrak{R}$  – область, в которой локализован оператор  $S_{mn}(x, y)$ . Перепишем (3) в матричном виде:

$$\hat{\Phi}_m = [\hat{E} - \hat{G}_{0m} \hat{S}_{mn}]^{-1} \hat{\Phi}_{0m}, \quad (4)$$

где  $\hat{E}$  – единичная матрица. На основе (4), зная функцию рассеивателя и невозмущенные значения поля, рассчитываются поля, рассеянные на заданной неоднородности  $v(x, y, z)$ . Рассматриваемый функционально-аналитический алгоритм [2] позволяет на основе рассеянных полей  $\Phi_n(x, y)$  оценить значения оператора  $S_{mn}$ .

На данном этапе исследования обратная задача была решена для адиабатического приближения, когда номера мод  $n$  и  $m$  совпадают. Сначала, с помощью алгоритма восстанавливается оператор  $S_{mn}$ , а затем он представляется в дискретизованном виде:

$$\begin{pmatrix} S_{11} \\ S_{22} \\ \vdots \\ S_{nn} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Psi_1^2(z_1) & \Psi_1^2(z_2) & \dots & \Psi_1^2(z_I) \\ \Psi_2^2(z_1) & \Psi_2^2(z_2) & \dots & \Psi_2^2(z_I) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \Psi_n^2(z_1) & \Psi_n^2(z_2) & \dots & \Psi_n^2(z_I) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v(z_1) \\ v(z_2) \\ \vdots \\ v(z_I) \end{pmatrix}.$$

Результат восстановления функции рассеивателя по вертикальной координате  $z$  ограничено числом распространяющихся мод. В случаях, когда такой дискретизации недостаточно, предлагается использовать метод разложения по эмпирическим

ортогональным функциям:  $v(x, y, z) = \bar{v}(z) + \sum_{j=1}^J \alpha_j(x, y) \phi_j(z)$ , где количество эмпирических ортогональных функций  $J$  существенно меньше количества  $I$  неизвестных  $v(z_i)$ ,  $i = 1, \dots, I$ . Рассмотрим  $v(x, y, z)$ , как случайную величину. Если для исследуемой акватории ранее были измерены профили скоростей звука, по которым рассчитаны функции рассеивателя, то можно рассматривать набор  $\{v_b(z_i)\}$ ,  $b = 1, \dots, B$  как

реализации данной случайной величины. Тогда, согласно теореме Карунена-Лоэва [5], собственные функции ковариационной матрицы  $K_{kl}$ , будут являться базисом, по которому единственным образом можно разложить искомую функцию рассеивателя:

$$K_{kl} \varphi(z_l) = \lambda_k \varphi(z_k),$$

где ковариационная матрица определяется следующим образом:

$$K_{kl} = \frac{1}{B} \sum_{b=1}^B [v_b(z_k) - \bar{v}(z_k)][v_b(z_l) - \bar{v}(z_l)], \quad \bar{v}(z_l) = \frac{1}{B} \sum_{b=1}^B v_b(z_l).$$

При этом количество базисных функций в разложении будет минимально возможным для заданной точности такого разложения.

Используя данный подход к описанию функции рассеивателя, оператор модового взаимодействия можно представить в виде:

$$S_{mn}(x, y) = \sum_{i=1}^l \alpha_i \int_0^H \Psi_n^2(z) \varphi_i(z) dz + \int_0^H \Psi_n^2(z) \bar{v}(z) dz.$$

Тогда, введя новые обозначения, получим систему линейных уравнений:

$$\begin{pmatrix} \tilde{S}_{11} \\ \tilde{S}_{22} \\ \vdots \\ \tilde{S}_{mm} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{11} & \dots & A_{1J} \\ A_{21} & A_{22} & \dots & A_{2J} \\ \vdots & \vdots & \cdot & \vdots \\ A_{n1} & A_{n2} & \dots & A_{nJ} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_J \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где  $A_{nj} = \int_0^H \Psi_n^2(z) \varphi_j(z) dz$  и  $\tilde{S}_{mn} = S_{mn} - \int_0^H \Psi_n^2(z) \bar{v}(z) dz$ .

Решение системы (6) для каждой точки в плоскости  $(x, y)$ , позволяет оценить коэффициенты разложения  $\hat{\alpha}_j(x, y)$  искомой функции рассеивателя по выбранному базису и, в конечном счете, оценить трехмерную функцию рассеивателя:

$$\hat{v}(x, y, z) = \bar{v}(z) + \sum_{j=1}^J \hat{\alpha}_j(x, y) \varphi_j(z).$$

На рис. 1 изображены результаты восстановления значений оператора  $S_{11}(x, y=0)$  с помощью рассматриваемого функционально-аналитического алгоритма, а также результат разложения функции рассеивателя  $v(x=0, y=0, z)$  по эмпирически ортогональным функциям.

Таким образом, с помощью функционально-аналитического алгоритма была численно реализована схема решения обратной задачи рассеяния в адиабатическом приближении – восстановлены значения оператора  $S_{mn}$ , получены первые результаты оценки трехмерных рассеивателей  $v(x, y, z)$  в рамках рассматриваемого функционально-аналитического подхода. Однако, при переходе к учету эффектов многоканального рассеяния мод (неадиабатическое распространение мод) возникает ряд принципиальных трудностей. Так, например, рассматриваемый алгоритм подразумевает постоянство скорости звука в невозмущенном волноводе  $c_0(z) \equiv c_0 = \text{const}$ , что приводит к критическому увеличению силы рассеивателя для реальных гидрологий и, как следствие, к неприемлемому качеству решения обратной задачи. В настоящее время

вопросы применимости алгоритма Новикова-Сантацесариа для решения задач неадиабатической модовой томографии океана требуют дальнейшего детального исследования.

Предложенный в работе метод восстановления трехмерной функции рассеивателя  $v(x, y, z)$  из наборов значений двумерных операторов  $S_{nm}(x, y)$  с привлечением функций Карунена-Лоэва обладает определенной степенью новизны и ранее подробно не рассматривался. При этом, в отличие от [7] для восстановления трехмерных неоднородностей функциональными алгоритмами дополнительных итераций не требуется. Дальнейшая работа в данном направлении представляется весьма перспективной.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-51-150001 НЦНИ\_а.

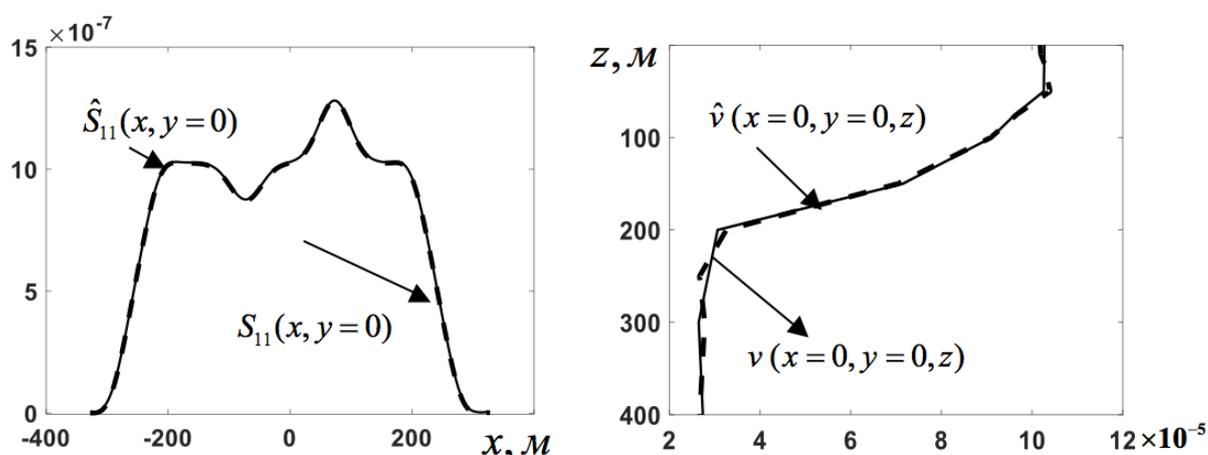


Рис. 1. Сечения исходных (сплошные линии) и восстановленных (пунктирные линии) значений матричного оператора  $S_{11}(x, y=0)$  (слева); исходные и полученные в результате разложения по четырем функциям Карунена-Лоэва значения функции рассеивателя  $v(x=0, y=0, z)$  (справа).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гончаров В.В. и др. // Н. Новгород: ИПФ РАН, 1997. 255 с.
2. Novikov R.G., Santacesaria M. // International Mathematics Research Notices. 2013. V. 2013. N 6. P. 1205–1229.
3. Буров В. А. // Акустический журнал. 2011. Т. 57. № 5. С. 665–680.
4. Буров В. А. // Акустический журнал. 2013. Т. 59. № 3. С. 391–407.
5. Солодовщиков А. Ю., Платонов А. К. // ИПМ им. М.В. Келдыша РАН. 2006.
6. Wenyu Luo. // PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology. 2007. 261 p.
7. Алексеенко Н. В., Буров В. А., Румянцева О. Д. // Акустический журнал. 2005. Т. 51. №4. С. 437-446.

## СуперМРТ: НОВЫЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПОДХОДЫ В МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНОЙ ТОМОГРАФИИ

Ю.А. Пирогов

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова*

*Физический факультет*

[yupi937@gmail.com](mailto:yupi937@gmail.com)

Магнитно-резонансная томография (МРТ) получает все более широкое распространение среди методов радиологической (лучевой) медицинской диагностики. МРТ является неинвазивным, полностью безопасным для здоровья методом интроскопии с высоким пространственным разрешением, с особой достоверностью передающим морфологические признаки мягких тканей. Однако невысокое отношение сигнала к шуму приводит к необходимости длительного накопления данных до уровня, формирующего контрастное изображение. Вместе с тем в последнее время появились новые физические подходы, существенно (иногда на несколько порядков) повышающие МРТ сигналы.

Радикальным средством повышения сигналов МРТ является гиперполяризация наблюдаемых ядер. Особенно важен этот подход при регистрации сигнала от тяжелых ядер, т.е. более тяжелых нежели протоны. Такая необходимость появляется при слежении за продвижением внутри организма лекарственных препаратов, молекулярный состав которых не содержит протоны. Так, кровезаменитель Перфторан® основан на фторсодержащих молекулах, ряд фотодинамических лекарств содержат атомы углерода  $^{13}\text{C}$ , газовые маркеры внутренних очертаний легочных тканей имеют в своем составе ядра гелия  $^3\text{He}$ , ксенона  $^{129}\text{Xe}$ , криптона  $^{83}\text{Kr}$  и т.п. В обычных условиях при комнатной температуре эти ядра обеспечивают весьма слабый сигнал, который в гиперполяризованном состоянии может оказаться на 4-5 порядков более высоким [1]. Для приготовления гиперполяризованного состояния применяются в основном три метода - лазерной накачки, динамической поляризации ядер в твердых телах и параводородная гиперполяризация. Недостатком гиперполяризационных приемов является малое время сохранения возбужденного состояния, обычно не более нескольких минут. Правда, за это время удастся произвести все медицинские процедуры инъекции гиперполяризованного препарата в организм пациента и осуществить регистрацию интенсивного МРТ сигнала - в результате быстрого действия такой методики составляет всего десятые-сотые доли секунды. К тому же в настоящее время обнаруживаются возможности значительного увеличения времени релаксации гиперполяризованного состояния - например, гиперполяризация в микрочастицах кремния- $^{29}$  сохраняется до 30 минут, позволяя отчетливо наблюдать морфологию раковых опухолей [2]. Однако следует все же заметить, что процедуры приготовления гиперполяризованного состояния технологически сложны и дорогостоящи, поэтому одновременно идут поиски других эффективных способов МРТ визуализации, не требующих регистрации столь высоких как гиперполяризованные сигналов.

Например, в случае визуализации дыхательных путей альтернативным гиперполяризационному подходом является использование фторсодержащих газов - при настройке на ларморову частоту фтора- $^{19}$  можно уверенно регистрировать сигналы от газов гексафторида серы или перфторциклобутана [3]. Никаких подготовительных процедур, кроме подачи дыхательной смеси фторсодержащего газа с кислородом, осуществлять при этом не приходится.

Фторсодержащие препараты можно использовать также в качестве контрастирующих МРТ изображения маркеров, сопровождающих продвижение

лекарств по кровеносным сосудам или желудочно-кишечному тракту (ЖКТ). Впечатляющим является эксперимент по МРТ наблюдению продвигающейся по ЖКТ капсулы, содержащей фтористый маркер и лекарственный препарат, который следует экстрагировать из капсулы в месте формирования патологии внутри ЖКТ [4].

Мощным методом, который развивается в области МРТ и на протонах и на тяжелых ядрах, является локальная ЯМР спектроскопия. Она представляет собой комбинацию МРТ и спектроскопического измерений и позволяет определять молекулярную структуру выделенного градиентными магнитными полями малого объема (воксела) сканируемого объекта.

Существуют и другие аналогичные задачи, связанные с обнаружением в организме молекул, содержащих ядра дейтерия, углерода, хлора, натрия, бора, фосфора и других биомедицински значимых элементов.

Приведенные результаты по фторуглеродной МРТ диагностике получены на оборудовании ЦКП и УНУ «Биоспектротомография» и поддержаны грантом РФФИ №17-02-00465 А.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *СуперМРТ* // Сборник презентаций участников российско-британского семинара "Перспективы гиперполяризационной МРТ в прецизионной медицине". - М.: МГУ имени М.В.Ломоносова. 6-9 сентября 2018 г. 117 с.
2. *Cassidy M.C. et al.* In vivo magnetic resonance imaging of hyperpolarized silicon particles // *Nature Nanotechnology*. 2013. V. 8. May. P. 363-368.
3. *Павлова О.С. и др.* Магнитно-резонансная визуализация легких на ядрах фтора-19 с применением газа перфторциклобутана // *Медицинская физика*. 2017. №4. С.59-64.
4. *Volkov D.V. et al.* Visualization of digestion process using <sup>19</sup>F MRI // *Applied Magnetic Resonance*. 2017. V.49. No.1. P.71-75.

## Вынужденное рассеяние электромагнитной волны на элементарных возбуждениях в сверхрешетке на основе графена

Г.А. Сыродоев<sup>1</sup>, А.О. Куреев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный социально-педагогический университет

[sga-823@yandex.ru](mailto:sga-823@yandex.ru)

Исследование вынужденного рассеяния света является одним из важных направлений спектроскопии. По спектрам рассеяния на флуктуациях электронов, фононов, плазмонов и других элементарных возбуждений могут быть определены как параметры электронного спектра полупроводниковых структур, так и их кинетические коэффициенты.

В работе рассмотрен случай вынужденного рассеяния света на фонах (плазмонах) в двумерной графеновой структуре с квантовой сверхрешеткой (СР). Выполнение закона сохранения энергии [1], приводит к возможности многофотонного рассеяния света, даже в том случае, если закон сохранения импульса учитывается только для однофотонного рассеяния.

Сечение рассеяния находится обычным образом через вероятность рассеяния, и выражается через двойную сумму квадратов функций Бесселя, зависящих от поляризаций падающей и рассеянной волн, с учетом закона сохранения энергии при элементарных актах рассеяния.

Многофотонность поглощения в СР необходимо учитывать при условии  $\frac{eEd}{\hbar\omega} \geq 1$  ( $E$  и  $\omega$  – амплитуда и частота поля ЭМВ,  $d$  – период СР).

Эффективный гамильтониан взаимодействия ЭМВ с электроном в минизоне проводимости имеет вид

$$\hat{H}_1 = \varepsilon(\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(t)) - \varepsilon(\hat{\mathbf{p}}), \quad (1)$$

где  $\varepsilon(\mathbf{p})$  неаддитивный минизонный энергетический спектр электрона [2, 3] в простейшем случае может быть аппроксимирован аддитивной зависимостью

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_{\perp}^2}{2m} + \frac{\Delta}{2} (1 - \cos(\frac{p_z d}{\hbar})), \quad \mathbf{A}(t) - \text{вектор - потенциал ЭМВ. Гамильтониан}$$

взаимодействия электрона с колебаниями решетки возьмем в виде

$$\hat{H}_2 = i \sum_{\mathbf{q}, \alpha} (B_{\mathbf{q}, \alpha} \exp(i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_{\mathbf{q}} t)) b_{\mathbf{q}, \alpha} + c.c.), \quad (2)$$

где  $b_{\mathbf{q}}$  ( $b_{\mathbf{q}}^+$ ) - операторы уничтожения (рождения) фононов,  $\mathbf{q}$  – волновой вектор фонона,  $B_{\mathbf{q}, \alpha} = (\hbar/2\rho\omega_{\mathbf{q}}V)^{1/2} D_{\alpha}/a$ ,  $D_{\alpha}$  - константа деформационного потенциала,  $\alpha$  - номер ветви колебаний решетки,  $\rho$  - плотность,  $a$  – постоянная основной решетки,  $V$  – объем кристалла (здесь мы пренебрегаем анизотропностью структуры в электрон-фононном взаимодействии). Будем рассматривать рассеяние плоско-поляризованной ЭМВ в волноводе, имеющем ось симметрии, так что рассеянная волна имеет такую же поляризацию, что и падающая. Будем считать, что при низких температурах, валентная зона занята, а зона проводимости полностью свободна. Также примем, что ширины

первых минизон  $\Delta_v$ ,  $\Delta_c$  значительно меньше ширины запрещенной зоны  $\varepsilon_g$ . Определяя вероятность перехода электрона из валентной минизоны в минизону проводимости в единице объема в единицу времени в третьем порядке теории возмущений, для сечения рассеяния в единицу телесного угла получим следующее выражение

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{m_1} \frac{d\sigma_{m_1}}{d\Omega},$$

$$\frac{d\sigma_{m_1}}{d\Omega} = g \sum_{m_2=-\infty}^{+\infty} \left( \frac{1}{m_1 \hbar \omega_1 + \hbar \omega_0} + \frac{1}{m_2 \hbar \omega_2 - \hbar \omega_0} \right)^2 \frac{J_{m_1}^2(b_1) J_{m_2}^2(b_2) \hbar \gamma_0 / 2}{(m_1 \hbar \omega_1 - m_2 \hbar \omega_2 - \hbar \omega_0)^2 + \hbar^2 \gamma_0^2 / 4}, \quad (3)$$

где  $b_1 = \frac{eE_1 d}{\hbar \omega_1}$ ,  $b_2 = \frac{eE_2 d}{\hbar \omega_2}$ ,  $g = \frac{\pi^5 \hbar \Delta_v^2 \Delta_c^2 D^2 n^2 f_{vc}^2 f_{cv}^2}{4 \rho \omega_0 a \varepsilon_g^4}$ ,  $f_{cv}$  и  $f_{vc}$  - матричные элементы,

$\hbar \gamma_0 / 2$  - ширина фононного уровня  $\hbar \omega_0$ ,  $E_1$ ,  $E_2$  - напряженности падающей и рассеянной ЭМВ,  $\omega_0$  - частота оптического фонона,  $J_m$  - функция Бесселя  $m$ -ого порядка,  $n$  - концентрация электронов в первой минизоне валентной зоны,  $D$  - константа деформационного потенциала,  $\rho$  - плотность.

При многофотонном вынужденном рассеянии в СР появляются гармоники рассеянного света с частотами как большими, так и меньшими частоты падающего излучения. В работе построены графики зависимости полного и парциальных сечений от амплитуды напряженности падающей на образец электромагнитной волны и от частоты излучения.

Полное сечение рассеяния, в зависимости от безразмерной энергии падающего  $\hbar \omega_1 / \varepsilon_g$  и рассеянного  $\hbar \omega_2 / \varepsilon_g$  излучения, при малой интенсивности падающего излучения демонстрирует превалирование однофотонных процессов. С ростом же интенсивности волны начинают отчетливо проявляться многофотонные переходы. На графике зависимости сечения рассеяния от частоты  $\omega_2$  видно появление комбинационных гармоник. Еще одна особенность связана с появлением дырки в спектральной зависимости вблизи значения, равного частоте элементарного возбуждения. Парциальные сечения осциллируют, достигая нуля при совпадении с корнями функции Бесселя соответствующего порядка. Окрестности этих точек составляют области прозрачности, однако абсолютной прозрачности не наступает, поскольку нули функций смещены в зависимости от ее порядка. С ростом амплитуды убывают максимумы сечений рассеяния, что объясняется уменьшением вероятности поглощения с ростом интенсивности световой волны.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-42-340005 и Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л.В. Келдыш // ЖЭТФ, 47, 1945 (1964)
2. С.В.Крючков, Г.А. Сыродоев // Изв. ВУЗов СССР. Радиофиз. 1990. Т.6. С. 762.

3. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // ФТП. 2019. Т. 7. В. 53. С. 927.



В таблице 1 приведены основные параметры тканей – диэлектрическая проницаемость и проводимость, которые в дальнейшем будут использованы в исследовании [2-7].

Таблица 1. Параметры биологических тканей, используемые в моделировании

Вид ткани	Частоты			
	900 МГц		2.45 ГГц	
	$\epsilon$	$\sigma, \frac{\text{См}}{\text{м}}$	$\epsilon$	$\sigma, \frac{\text{См}}{\text{м}}$
Кожа	40	1,00	50	2
Жир	5,5	0,05	5,3	0,10
Мышечная ткань, сухожилия	60	1,5	60	2
Кортикальная кость	12	0,20	13	0,45
Губчатая кость (здоровая)	20	0,4	27	0,4
Губчатая кость (пораженная)	7-9	0,4	7	0,4

Запястье содержит большое число различных тканей, в том числе, мышечную ткань, которая характеризуется высоким значением проводимости и соответственно затухания при прохождении через нее волны. Структура пальца гораздо проще и практически не содержит мышечной ткани. В связи с этим в качестве объекта исследования был выбран палец, в упрощенной модели которого присутствуют кожа, жир, кортикальная и трабекулярная кости.

*Описание модели пальца. Анализ прохождения электромагнитных волн микроволнового диапазона через палец.*

На рисунке 2 представлена модель пальца (две фаланги) в разрезе и модель, расположенная между отражающей поверхностью и антенной. Размер модели выбирался с учетом усредненной геометрии (длина, ширина, высота) дистальной и средней фаланг пальца.

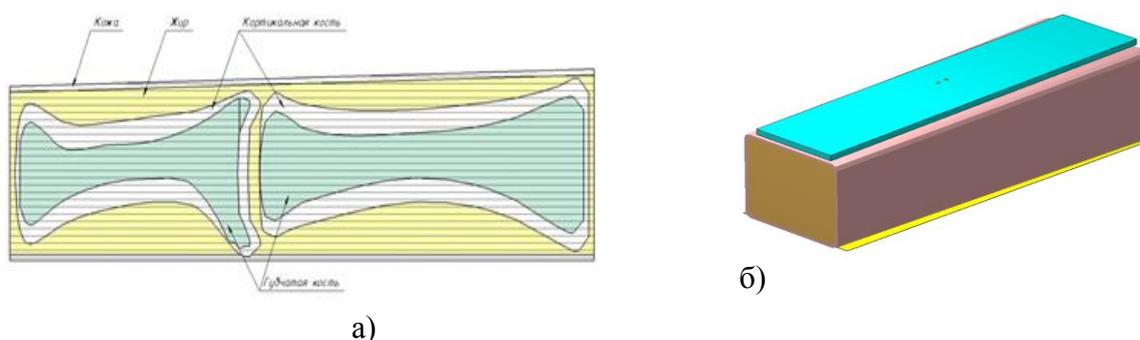


Рис. 2. Модель пальца руки (две фаланги) (а), Модель пальца между антенной и отражающей поверхностью (б)

Объект исследования (палец) помещался между планарной антенной и отражающей поверхностью (Рисунок 2 б). Антенна выполнена в виде свернутого диполя на диэлектрической подложке. Подложка, на которой выполнена антенна, имеет длину 56 мм, ширину - 13,5 мм. Материал, подложки Isola FR408, диэлектрическая проницаемость 3,75. Центральная частота антенны 1,88 ГГц, антенна работает в частотном диапазоне 1,67-2,17 ГГц, согласование на уровне -16 дБ.

Такая структура обладает свойствами резонатора типа Фабри-Перо. Измеряемым откликом является частотная зависимость коэффициента отражения.

Электродинамическое моделирование распространения электромагнитной волны через палец в области двух соседних фаланг выполнялось с помощью программы CST Microwave Studio в частотном диапазоне 0,5 – 5 ГГц. Исследовалась частотная зависимость S-параметров, а также распределение электрического поля в поперечном сечении структуры. На рисунке 3 приведены частотные зависимости коэффициента отражения на входе антенны, размещенной на верхней поверхности пальца, с отражающей пластиной на его нижней стороне для двух частотных интервалов: 0,5 – 1 ГГц и 2 – 2,5 ГГц. Диэлектрическая проницаемость для здоровой кости 27, для пораженной 9. В обоих диапазонах наблюдается наличие минимума коэффициента отражения  $S_{11}$ . При этом положение минимума сдвигается по частоте в зависимости от диэлектрической проницаемости трабекулярной кости в составе модели пальца.

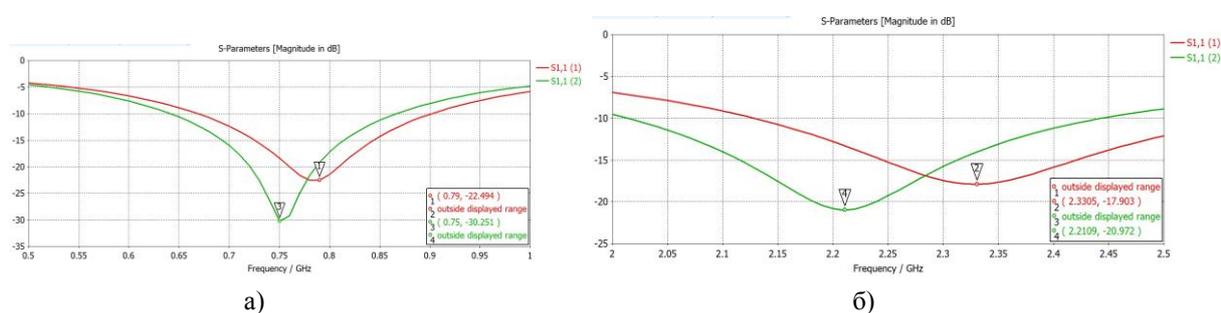


Рис. 3. Частотная зависимость коэффициента отражения  $S_{11}$  в модели пальца между антенной и отражающей пластиной для здоровой кости (зеленая линия) и пораженной остеопорозом (красная линия). Частотная область 0,5 – 1 ГГц (а), частотная область 2 – 2,5 ГГц (б).

Применение отражающей пластины позволяет увеличить глубину резонансной характеристики и уменьшить ее ширину, что позволяет более точно определять положение минимума коэффициента отражения в условиях резонанса.

В соответствии с результатами моделирования (рисунок 3) предложена оценка степени поражения остеопорозом для двух частотных интервалов (Табл. 2).

**Таблица 2. Классификация степени поражения остеопорозом**

Состояние кости	Интервал значений $\epsilon$	Отклонение резонансной частоты $\Delta f_1$ (МГц) в интервале частот 0,5 - 1 ГГц ( $f_0 = 770 \pm 5$ МГц)	Отклонение резонансной частоты $\Delta f_2$ (МГц) в интервале частот 2 - 2,5 ГГц ( $f_0 = 2345 \pm 10$ МГц)
Здоровая	27 - 22	<b>0 ± 10</b>	0 ± 10
Остеопения	22 - 17	12 - 17	40 - 80
Остеопороз	7 - 12	<b>18 -35</b>	90 - 120

Смещение резонансной частоты, соответствующей минимуму коэффициента отражения, по отношению к реперной частоте здорового пациента  $f_0$  рассматривается как критерий степени поражения остеопорозом.

### Заключение

Предложена модель пальца человеческой руки с учетом электродинамических параметров биологических тканей в микроволновом диапазоне. Выполнен анализ распространения электромагнитных волн в структуре антенна-палец-отражающая пластина в частотных диапазонах 0,5 – 1 ГГц и 2 – 2.5 ГГц. В этих диапазонах существует минимум коэффициента отражения на частоте, соответствующей резонансу структуры. Положение минимума зависит от диэлектрической проницаемости трабекулярной кости, которая меняется в интервале 9 – 27, в зависимости от степени поражения остеопорозом. Предложен критерий оценки степени поражения остеопорозом: отклонение значения резонансной частоты от частоты резонанса в случае здоровой кости  $f_0$ , принятой за реперный знак. Интервал возможного смещения резонансной частоты структуры, содержащей палец, от частоты  $f_0$  в соответствии с результатами моделирования составляет 0 - 35 МГц для частотного интервала 0,5 – 1 ГГц и 0 – 120 МГц для интервала 2 – 2.5 ГГц. Величина этого смещения определяет степень поражения: здоровая кость, остеопения или остеопороз.

### ЛИТЕРАТУРА

1. И.Б. Вендик // Журнал технической физики, 2016, том 86, вып. 1, с. 3-262. D.V. Skryabin et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. No 4. P. 3508.
2. Вендик И.Б. // Сб. трудов конференции «Электроника и микроэлектроника СВЧ», Санкт-Петербург, 30 мая-2 июня 2017, с. 612-616.
3. Meaney P.M. // Conf Proc 6th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP) 2011. doi: 10.1109/EuCAP.2012.6206024.
4. C. Gabriel, S. Gabriel, and E. Corthout // Physics in Medicine and Biology, vol. 41, no. 11, pp. 2231–2249, 1996
3. Вендик И.Б // Электроника и микроэлектроника СВЧ. Сборник статей VIII Всероссийской конференции. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2018, С. 319-325.
5. Irina Vendik // 2018 IEEE Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (2018 ElConRus), St. Petersburg, February 2018, с. 319-325
6. Sergey N. Makarov // 2017 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation, AP-S 2017, pp. 1231-1232
7. Paul M. Meaney // Hindawi Publishing Corporation International Journal of Biomedical Imaging, vol.7, 2012, Article ID 649612, 9 pages doi:10.1155/2012/649612C.

## Диэлектрический отклик нанопористого стекла в терагерцовом диапазоне частот

Г.А. Командин<sup>1</sup>, О.Е. Породинков<sup>1</sup>, И.Е. Спектор<sup>1</sup>, В.С. Ноздрин<sup>1</sup>, С.В. Чучупал<sup>1</sup>,  
В.Н. Сигаев<sup>2</sup>, Г.Ю. Шахгильдян<sup>2</sup>, А.А. Михайлов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>2</sup>Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева

[MirrorMan@yandex.ru](mailto:MirrorMan@yandex.ru)

Одним из магистральных технологических направлений развития микро- и наноэлектроники является повышение эффективности работы больших и ультрабольших интегральных схем [1]. Критическими факторами остаются емкостные характеристики и величина потерь в диэлектриках, используемых для изолирования токопроводящих металлических слоев в межсоединениях. Традиционными материалами являются оксид кремния и фторированный оксид кремния. Они имеют сравнительно низкую величину диэлектрической проницаемости и невысокие потери в широком интервале частот. Стремление снизить величину проницаемости и одновременно сохранить технологическую совместимость материалов активировало исследование возможности применения пористых материалов для изоляционных слоев. Сложности такого решения заключаются, с одной стороны, в ухудшении механических свойств слоев, а с другой — в непредсказуемом изменении их электродинамических параметров из-за адсорбции в пористую среду газов и технологических жидкостей в процессе изготовления изделия. Удобным модельным объектом для изучения процессов адсорбции является нанопористое стекло. Оно уже нашло широкое применение в лазерной технике и в технологии изготовления химических и биосенсоров.

В нашей работе мы изучили влияние заполнения пор атмосферным воздухом на эволюцию диэлектрического отклика такой системы и оценили чувствительность метода для данных условий эксперимента.

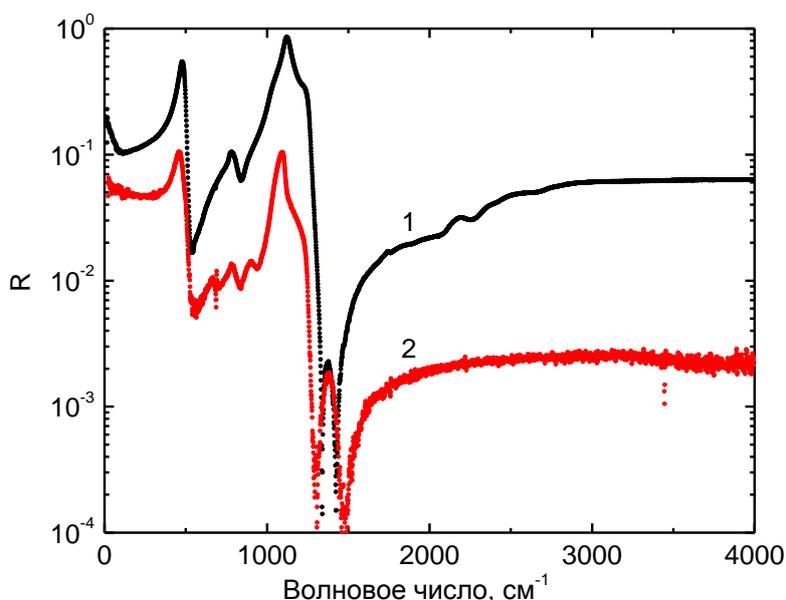


Рис. 1. Экспериментальные спектры отражения плотного стекла SiO<sub>2</sub> (1) и нанопористого стекла SiO<sub>2</sub> (2).

Нанопористое стекло состава, близкого к SiO<sub>2</sub>, было изготовлено травлением ликвировавшего щелочноборосиликатного стекла. Из заготовки был вырезан прямоугольный образец толщиной 2,35 мм и площадью более 1 см<sup>2</sup>. Измерения

проведены с использованием лабораторного импульсного терагерцового (ТГц) спектрометра с временным разрешением и инфракрасного Фурье-спектрометра «Bruker IFS-113v». Для сравнения были выполнены измерения плавленого кварца  $\text{SiO}_2$ .

Область фундаментальных колебаний ионной подсистемы силикатных стекол, включая плавленый кварц, лежит в ИК-диапазоне. На этих частотах выполнено измерение спектров отражения, что является стандартным методом анализа параметров электродипольных колебаний конденсированных сред. Спектр отражения нанопористого стекла качественно схож со спектром плотного аналога по расположению пиков на частотной оси, что показано на рис. 1.

Уменьшение величины пиков отражения нанопористого стекла обусловлено преимущественно двумя причинами: рассеянием и деполяризующим фактором. Рассеяние имеет частотную зависимость и определено морфологическими свойствами образца. Деполяризация, как предполагается, имеет меньшее значение, но также зависит от размеров пор и их пространственной конфигурации [2].

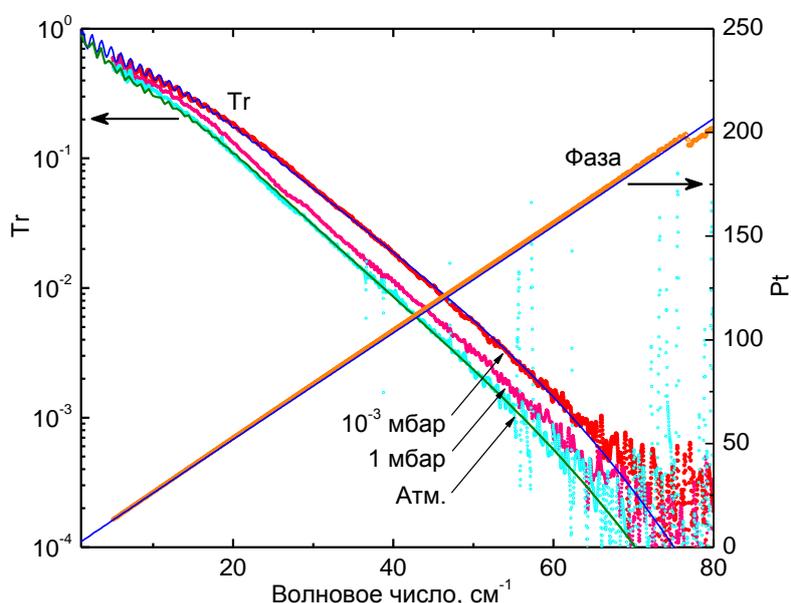


Рис. 2. Спектры пропускания нанопористого стекла в ТГц-диапазоне (левая шкала) и фазового сдвига в образце (правая шкала). Точками показаны экспериментальные данные, сплошными линиями — модельные спектры.

В ТГц-диапазоне измерены спектры пропускания. На этих частотах на характер спектров влияют рассеяние и морфология. За счет пористости образца его оптическая толщина меньше, чем у плотного аналога. При определении характера дисперсии модельного спектра мы использовали экспериментальные амплитудные и фазовые спектры, как показано на рис. 2. К плотности пор и, следовательно, к оптической толщине чувствительны фазовые спектры. На следующем этапе была проведена медленная откачка всего объема ТГц-спектрометра. Скорость откачки регулировалась вентилем. Для откачки использованы два насоса. Безмаслянный scroll-насос обеспечил остаточное давление  $\sim 1$  мбар. Дальнейшая откачка до остаточного давления  $10^{-3}$  мбар произведена турбомолекулярным насосом (ТМН). На рис. 2 показаны все три спектра, полученные при атмосферном давлении в среде обычной атмосферы, при предельном разрежении scroll насоса и ТМН. Изменения, вносимые атмосферой, наиболее выражены в спектрах пропускания. Фазовые спектры, определенные оптической толщиной образца, практически неизменны.

На рис. 3 представлены спектры действительной части диэлектрической проницаемости, рассчитанные для пористого стекла, насыщенного атмосферой (1) и откачанного (2). Как предполагается, наибольшие изменения в диэлектрической проницаемости определены влагонасыщенностью пористого стекла за счет адсорбции воздуха. Максимум релаксации воды смещен на низкие, по отношению к ТГц-диапазону, частоты. В ТГц-спектрах проявляется высокочастотное крыло полосы поглощения воды. Относительное изменение величины диэлектрической проницаемости составило 0,6–0,7% на частоте  $20 \text{ см}^{-1}$  (0,6 ТГц).

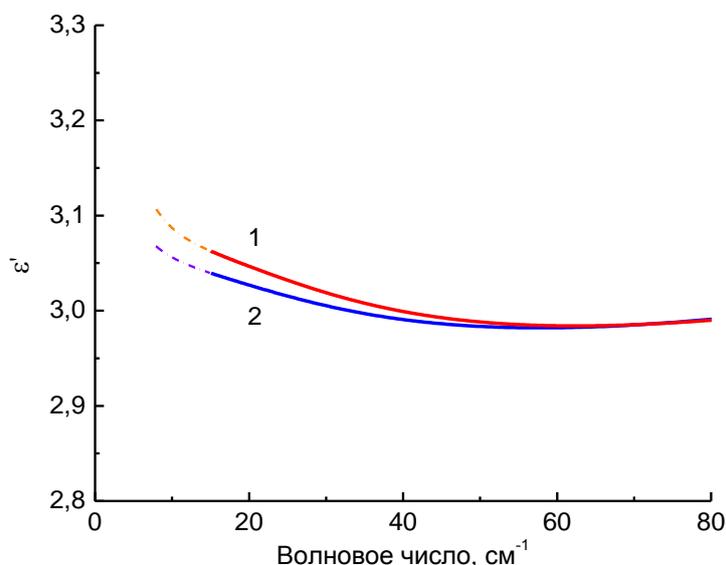


Рис. 3. Спектры действительной части диэлектрической проницаемости нанопористого стекла в атмосфере (1) и при разрежении  $10^{-3}$  мбар (2).

Таким образом, продемонстрировано, что ТГц-спектры пропускания нанопористого стекла, чувствительные к влагонасыщенности, имеют достаточную чувствительность для контроля примесей в пористых материалах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №18-29-27010 и 19-03-00684).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. Grill et al. // Appl. Phys. Rev., 2014, V. 1, No. 1, P. 011306.
2. T. Zakri, J.-P. Laurent, M. Vauclin // J. Phys. D: Appl. Phys., 1998, V. 31, No. 13, P. 1589.

## Диэлектрический отклик тонкоплёночной структуры SiO<sub>2</sub>/Al в инфракрасном диапазоне частот

Г.А. Командин<sup>1</sup>, В.С. Ноздрин<sup>1</sup>, С.В. Чучупал<sup>1</sup>,  
О.Е. Породинков<sup>1</sup>, И.Е. Спектор<sup>1</sup>, А.А. Гавдуш<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

[MirrorMan@yandex.ru](mailto:MirrorMan@yandex.ru)

Оксид кремния SiO<sub>2</sub> широко используется в микроэлектронике для изоляции металлических слоев межэлементных соединений. Его диэлектрическая проницаемость  $\epsilon'$  на рабочих частотах современных микроэлектронных устройств составляет 3,7. Повышение тактовых частот и увеличение плотности элементов микросхем приводит к необходимости понижения величины диэлектрической проницаемости изолирующих слоев межэлементных токопроводящих соединений для уменьшения постоянной времени, определяемой сопротивлением и емкостью слоев металлизации [1].

Оксид кремния имеет большое число модификаций. Для аморфных типов характерно наличие бозонного пика — повышенной плотности фононных состояний в низкочастотной области [2]. Этот фактор непосредственно влияет на формирование величины диэлектрической проницаемости. Для тонкопленочных слоев в составе гетероструктур на величину и характер дисперсии диэлектрической проницаемости оказывают влияние гетероэпитаксиальные напряжения на границах раздела слоев. Цель нашей работы — сравнение электродинамических характеристик, сходных по структурным параметрам объемного и тонкопленочного образцов оксида кремния.

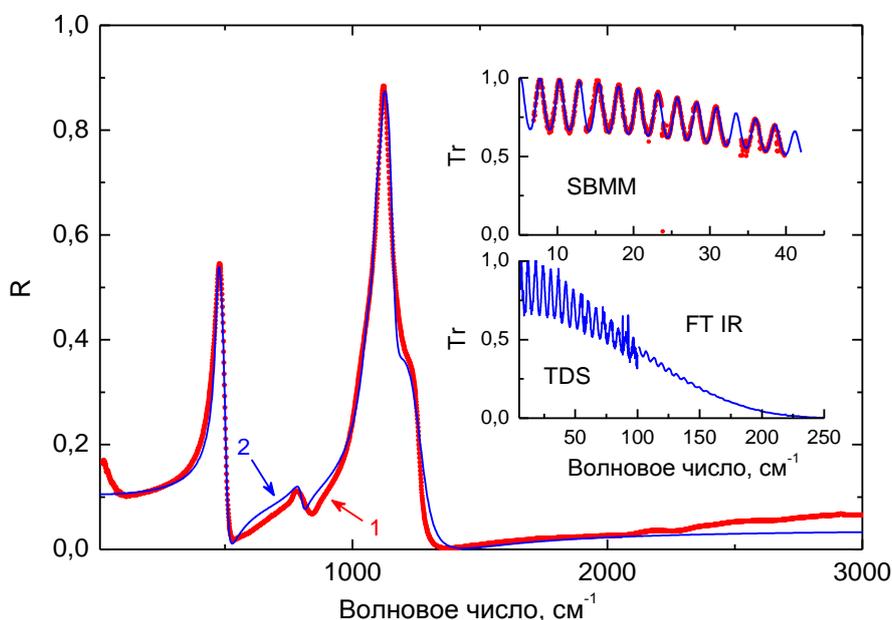


Рис. 1. Экспериментальный (точки 1) и модельный (сплошная линия 2) спектры отражения тонкой плёнки кварцевого стекла SiO<sub>2</sub> в ИК-диапазоне.

В качестве референтного объемного образца использована плоскопараллельная пластина плавного кварца. В терагерцовом и дальнем инфракрасном диапазонах были измерены спектры пропускания пластины толщиной 0,4 мм. В области полос поглощения измерены спектры отражения. Для расчета спектров комплексной

диэлектрической проницаемости были определены параметры дисперсионного анализа с применением модели классического осциллятора. На рис. 1 сплошными линиями показаны модельные спектры. Отклонение от экспериментальных данных, показанных точками, обусловлено ангармонизмом отклика стекла и указывает на степень применимости простых моделей дисперсии для описания отклика сред со структурным разупорядочением.

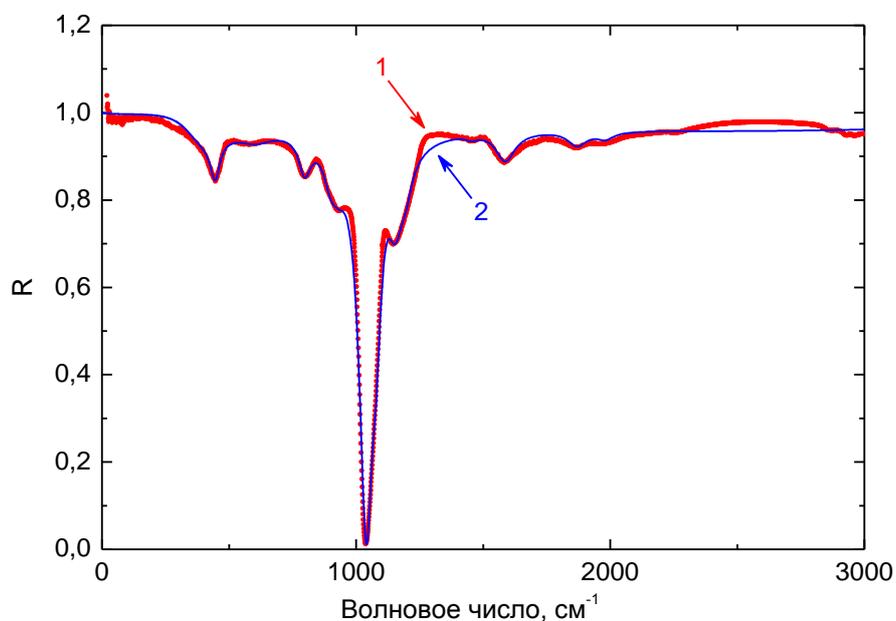


Рис. 2. Экспериментальный (точки 1) и модельный (сплошная линия 2) спектры отражения тонкоплёночной структуры  $\text{SiO}_2/\text{Al}$  в ИК-диапазоне.

На рис. 2 приведены экспериментальные и модельные спектры тонкой пленки  $\text{SiO}_2$ , нанесенной на подложку из стекла марки КИ с подслоем алюминия. Спектры измерены в конфигурации оптического тракта спектрометра на отражение. По сути, они представляют собой спектры пропускания тонкой пленки  $\text{SiO}_2$  с удвоенной толщиной, поскольку отражение происходит от слоя алюминия. При расчетах дисперсионных параметров это было учтено применением модели для многослойной среды со вторым слоем с высокой проводимостью [3].

Спектры мнимой части диэлектрической проницаемости, рассчитанные по параметрам дисперсионного моделирования, показаны на рис. 3. Отметим, что для спектров тонкой пленки характерно наличие широких квазирелаксационных полос и небольшое смещение максимумов пиков поглощения. Это дает основание предположить, что для тонкой пленки существенными являются напряжения на границе с алюминиевым подслоем. Наличие в спектре дополнительных полос указывает на рост суммарной диэлектрической проницаемости пленки за счет добавления их вкладов. Понижение проницаемости напрямую зависит от уменьшения гетероэпитаксиальных напряжений, что возможно реализовать в пористых пленках на  $\text{SiO}_2$ .

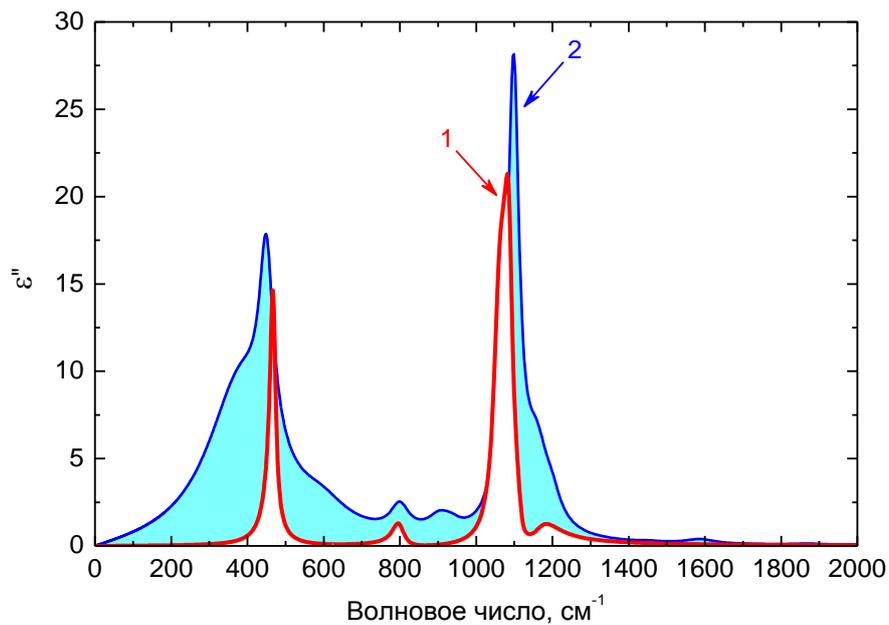


Рис. 3. Сравнение спектров диэлектрических потерь  $\epsilon''(\nu)$  кварцевого стекла (1) и тонкой плёнки  $\text{SiO}_2$  (2) на алюминиевом подслое в ИК-диапазоне.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №18-29-27010).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. Maex et al. // J. Appl. Phys., 2003, V. 93, No. 11, P. 8793.
2. V.L. Gurevich, D.A. Parshin, H.R. Schober // Phys. Rev. B, 2003, V. 67, No. 9, P. 094203.
3. Г.А. Командин и др. // ФТТ, 2018, Т. 60, № 6, С. 1214.

## Определение электродинамических характеристик тонких плёнок $\text{In}_2\text{O}_3$ методами терагерцовой — инфракрасной спектроскопии

Г.А. Командин<sup>1</sup>, С.В. Чучупал<sup>1</sup>, О.Е. Породинков<sup>1</sup>,

И.Е. Спектор<sup>1</sup>, В.С. Ноздрин<sup>1</sup>, А.А. Гавдуш<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук

<sup>2</sup>Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана

[MirrorMan@yandex.ru](mailto:MirrorMan@yandex.ru)

Тонкие пленки проводящих оксидов активно используются для изготовления передних электродов для солнечных элементов [1]. Оксид индия прозрачен в видимом диапазоне и обладает достаточно высокой проводимостью. При легировании оксидом олова удается существенно оптимизировать электрооптические характеристики получаемых пленок [2]. Так, например, удельное статическое сопротивление пленок толщиной 150 нм по порядку величины составляет  $10^{-3}$ – $10^{-4}$  Ом/см. Коэффициент пропускания таких пленок в видимом диапазоне достигает 80–85%. Проводящие пленки также применяются для передачи управляющих сигналов в жидкокристаллических системах отображения информации и управления излучением. В настоящее время экспериментальные методы с использованием электромагнитного излучения позволяют работать в широком частотном диапазоне. Интерес к всеобъемлющему охвату всего интервала частот продиктован актуальными задачами микро- и наноэлектроники, биофизики, фармакологии и медицины. Для этих дисциплин крайне важны новые методы спектроскопии и имиджинга, в том числе в дальнем инфракрасном (ИК) и терагерцовом (ТГц) диапазонах [3]. В этих частотных диапазонах активны резонансные и релаксационные типы отклика, знание дисперсионных параметров которых крайне актуально при создании новых генераторов и детекторов излучения, в том числе и интегральных. Наша задача заключалась в исследовании широкополосного отклика тонких проводящих слоев пленок оксида индия и определении их электрооптических параметров в этом диапазоне.

Пленка  $\text{In}_2\text{O}_3$  осаждалась на подложку из плавленого кварца  $\text{SiO}_2$ . Толщина пленки составила  $520 \pm 20$  нм. Измерения выполнены на ИК-Фурье-спектрометре «Bruker IFS-113v» в частотном диапазоне от 20 до  $4000 \text{ см}^{-1}$ .

На рис. 1 представлены экспериментальные спектры отражения подложки (спектр 1) и подложки с нанесенной пленкой (спектр 2). Спектр отражения подложки типичен для стекла  $\text{SiO}_2$ . В нем активны три асимметричные полосы, которые в рамках гармонического приближения описаны аддитивной моделью классического осциллятора. Расхождения между расчетным спектром и экспериментальными результатами определены границами применимости гармонической модели к анализу диэлектрического отклика разупорядоченной ангармоничной среды. В данной задаче точности описания спектра достаточно для получения параметров проводимости пленки по модели Друде, поскольку отклик этого типа характеризуется гладкой дисперсионной зависимостью в широком частотном диапазоне. Спектр 2, показанный сплошной линией, является расчетным спектром двухслойной среды. Первый слой — подложка, параметры которой были определены на первом этапе моделирования. Для получения расчетного спектра 2 был добавлен второй слой, для которого выполнен расчет параметров по модели Друде с зафиксированными параметрами первого слоя подложки.

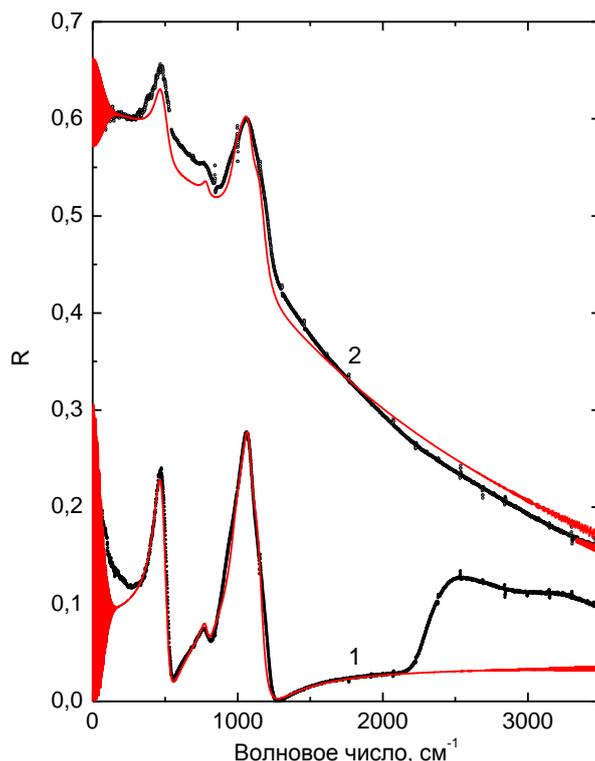


Рис. 1. Экспериментальные спектры подложки SiO<sub>2</sub> (1) и подложки с нанесенной плёнкой In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (2).

В таблице 1 приведены расчетные параметры слоя подложки. Спектр описан суммой 6 осцилляторов. Между осцилляторами на частотах 465 и 990 см<sup>-1</sup> введена мнимая константа связи, что дало возможность исказить форму симметричного лоренциана и максимально приблизить расчетный спектр к экспериментальным данным.

В таблице 2 приведены параметры модели Друде для слоя тонкой пленки In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Отметим, что полученные параметры по порядкам величин соответствуют литературным данным. Отличия в пределах порядка объясняются как технологическими аспектами приготовления пленок, так и погрешностями эксперимента, а также точностью расчетов. В данном случае погрешность определения параметров не превышает 20 %.

Таблица 1. Параметры дисперсионного анализа спектра отражения стеклянной подложки. Толщина подложки  $d = 1,109$  мм,  $\epsilon_{\infty} = 2,17$ .

№	$\Delta\epsilon$	$\nu$ , см <sup>-1</sup>	$\gamma$ , см <sup>-1</sup>	Константа связи
1	0,82	465	78	Re = 0 Im = 25
2	0,15	990	70	
5	0,035	784	51	
3	0,19	1027	74	
4	0,11	1055	65	
6	0,06	1130	92	

Таблица 2. Параметры дисперсионного анализа спектра отражения слоя In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, определённые по модели проводимости Друде. Толщина плёнки  $d = 520 \pm 20$  нм.

$\varepsilon_\infty$	$\gamma, \text{см}^{-1}$	$\sigma_{d.c.}, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$	$\omega_{pl}, \text{см}^{-1}$
Re $\varepsilon_\infty = 1,00$	440	316	2 888
Im $\varepsilon_\infty = 0,30$			

На рис. 2 показаны расчетные спектры, полученные по параметрам моделирования. Спектр динамической проводимости пленки (левая шкала) показан толстой сплошной линией 1. Высокое значение проводимости ограничено частотами ТГц-диапазона. На более высоких частотах проводимость резко падает, вследствие чего пленка становится прозрачной. На правой шкале отложены величины коэффициента пропускания.

Сплошной линией 2 показан спектр пропускания пленки  $\text{In}_2\text{O}_3$  толщиной  $\sim 500$  нм, рассчитанный по параметрам модели Друде. Широкий диапазон прозрачности в ИК-области обусловлен сравнительно невысокой проводимостью пленки и умеренными значениями величины затухания (обратного времени между соударениями).

Точками 3 показано пропускание структуры стекло — пленка. Поглощение на частотах выше  $300 \text{ см}^{-1}$  определено фундаментальными колебаниями  $\text{SiO}_2$ . Коэффициент пропускания на высоких частотах, рассчитанный по гармонической модели, сильно занижен, поскольку в уравнения Лоренца затухание входит как константа.

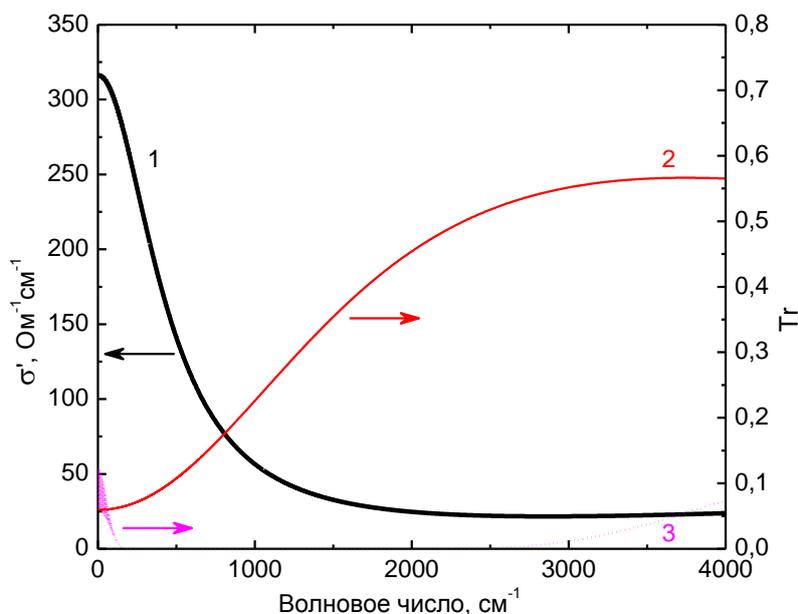


Рис. 2. Рассчитанные электрооптические характеристики плёнки  $\text{In}_2\text{O}_3$ . Динамическая проводимость — толстая сплошная линия 1, коэффициент пропускания плёнки  $\text{In}_2\text{O}_3$  — линия 2, коэффициент пропускания структуры, состоящей из подложки  $\text{SiO}_2$  толщиной 1 мм и плёнки толщиной 520 нм, — точки 3.

Таким образом, показано, что оптимальными вариантами проводящих пленок для ТГц — ИК-приложений являются пленки со сравнительно невысокой проводимостью и средними величинами затухания. Это обеспечивает достаточную проводимость пленок в широком частотном диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант №18-12-00328) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант №18-29-27010).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Li et al. // Vacuum, 2017, V. 145, P. 262.

2. H. Kim et al. // J. Appl. Phys., 1999, V. 86, No. 11, P. 6451 (1999).
3. A.A Gvdush et al. // J. Biomed. Opt., 2019, V. 24, No. 2, P. 027001.