

8-Оптика и спектроскопия, квантовая электроника

Булавенкова Антонина Сергеевна, 5 курс
Томский Государственный Университет, физический
Исследование вращательной структуры колебательных полос молекулы CH₃D в диапазоне 3000-5000
Научный руководитель: Улеников Олег Николаевич, д.ф-м.н.
E-mail: btoria@mail.ru стр. 314

Галынский Владимир Михайлович, аспирант 3 года
Белорусский Государственный Университет, физический
Сингулярные поверхностные электромагнитные волны на границах анизотропных сред и `левых` метаматериалов
Научный руководитель: Фурс Александр Николаевич, к.ф-м.н.
E-mail: vladimir.galynsky@tut.by стр. 314

Горбацевич Александр Сергеевич, магистрант
Белорусский Государственный Университет, физический
Устойчивость поляризационных состояний мощного излучения в нелинейных изотропных резонансных средах
Научный руководитель: Буров Леонид Иванович, к.ф-м.н.
E-mail: hades@tut.by стр. 316

Горбач Дмитрий Владиславович, ассистент
Белорусский Государственный Университет, физический
Двухпучковое взаимодействие в средах с фотопереносом протона
E-mail: gorbachdv@bsu.by стр. 316

Дудин Сергей Иванович, инженер
Пермский Государственный Университет, физический
Поглощение света в монокристалле AgBr
Научный руководитель: Кортаев Николай Николаевич, к.ф-м.н.
E-mail: dudin_serg@rambler.ru стр. 317

Жолудь Алексей Алексеевич, аспирант
Оренбургский Государственный Университет, физико-математический
Экспериментальные методы регистрации сигналов люминесценции органических красителей в синтетических полимерах при различных концентрациях кислорода.
Научный руководитель: Кучеренко Михаил Геннадиевич, д.ф-м.н.
E-mail: dsk_z@rambler.ru стр. 318

Ивановских Константин Васильевич, аспирант 2 года
Уральский Государственный Технический Университет (УПИ), физико-технический
Люминесцентная спектроскопия кристаллов фторида стронция, активированных ионами Er³⁺ и Tm³⁺
Научный руководитель: Шульгин Борис Владимирович, д.ф-м.н.
E-mail: ikv@dpt.ustu.ru стр. 319

Казак Александр Александрович, 5 курс
Белорусский Государственный Университет, физический
Особенности записи скрытых изображений в dot-matrix голограммах
Научный руководитель: Толстик Алексей Леонидович, д.ф-м.н.
E-mail: alekzz@mail.ru стр. 321

Казак Александр Александрович, 5 курс
Белорусский Государственный Университет, физический
Поляризационное многоволновое взаимодействие в растворах красителей
Научный руководитель: Толстик Алексей Леонидович, д.ф-м.н.
E-mail: alekzz@mail.ru стр. 321

Капуцкая Ирина Александровна, аспирант 2 года
Белорусский Государственный Университет, физический
Особенности замедленной флуоресценции твердых растворов акридиновых красителей в условиях безызлучательного индуктивно-резонансного переноса энергии электронного возбуждения.

Научный руководитель: Горбачевич Сергей Константинович, к.ф.-м.н.
E-mail: kaputskaya@bsu.by стр. 322

Кожуховский Александр Владиславович, аспирант 1 года
Институт Физики им. Киренского СО РАН, оптики
Численное моделирование динамики решетки кристалла RB₂ZnCl₄
Научный руководитель: Втюрин Александр Николаевич, д.ф.-м.н.
E-mail: alkoz@iph.krasn.ru стр. 323

Ломанович Константин Александрович, 4 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Диафрагменный электрический разряд для спектрального анализа состава жидкости
Научный руководитель: Тесленко Вячеслав Степанович, к.ф.-м.н.
E-mail: l-k-a@yandex.ru стр. 324

Новицкий Андрей Викторович, аспирант 2 года
Белорусский Государственный Университет, физический
Распространение волн в волокнах с отрицательным показателем преломления
Научный руководитель: Барковский Леонид Матвеевич, д.ф.-м.н.
E-mail: Barkovsky@bsu.by стр. 324

Ржевская Ольга Владимировна, 5 курс
Московский Государственный Университет, физический
Исследование люминесценции ряда кристаллов вольфраматов со структурным типом вольфрамита
Научный руководитель: Спасский Д.А., к.ф.-м.н.
E-mail: olga_rzhevskaya@mail.ru стр. 326

Рудоман Нэлли Радиковна, инженер
Кубанский Государственный Университет, физико-технический
Особенности кооперативной генерации многоактивированных лазерных сред
Научный руководитель: Тумаев Евгений Николаевич, к. ф.-м. н.
E-mail: rudnel@mail.ru стр. 326

Санжаров Николай Александрович, аспирант 2 года
Томский Государственный Университет, физический
Исследование колебательных спектров пирамидальных молекул типа XY₃ на основе алгебраического формализма
Научный руководитель: Улеников Олег Николаевич, д.ф.-м.н.
E-mail: sanzharov@phys.tsu.ru стр. 328

Середин Павел Владимирович, аспирант 2 года
Воронежский Государственный Университет, физический
ИК-решеточные спектры отражения эпитаксиальных гетероструктур Al_xGa_{1-x}As/GaAs(100) и сверхструктурной фазы AlGaAs₂
Научный руководитель: Домашевская Эвелина Павловна, д.ф.-м.н.
E-mail: paul@fit.vsu.ru стр. 328

Смирнов Алексей Григорьевич, магистрант 2 года
Санкт-Петербургский Государственный Университет, физический
Исследование модели сферически-симметричного металлического кластера
Научный руководитель: Жувикин Георгий Викторович, к.ф.-м.н.
E-mail: workbox@rambler.ru стр. 329

Степанова Мария Васильевна, преподаватель
Якутский Государственный Университет, физический
Сходство и различия ИК-спектров почв и донных отложений
Научный руководитель: Л.Л. Петров, д.г.х.н.
E-mail: smvyak@rambler.ru стр. 330

Тихомиров Алексей Борисович, аспирант
Институт Оптики Атмосферы СО РАН, отделение оптической диагностики окружающей среды
Исследования молекулярного и аэрозольного поглощения коротковолнового оптического излучения в атмосферном воздухе методом импульсной оптико-акустической спектроскопии

Научный руководитель: Панченко Михаил Васильевич, д.ф-м.н.
E-mail: ra9hai@iao.ru стр. 331

Фомичева Людмила Александровна, аспирант 1 года
Институт Технической Акустики НАН Беларуси, аспирантура
Влияние межконфигурационного взаимодействия на штарковскую структуру мультиплетов иона Am^{3+} в эльпассолитах

Научный руководитель: Корниенко Алексей Александрович, д.ф-м.н.
E-mail: famichova@mail.ru стр. 332

Чудинова Татьяна Дмитриевна, аспирант 1 года
Томский Государственный Университет, физический
Исследование молекулы PHD2 в диапазоне 1500-1800 cm^{-1}
Научный руководитель: Улеников Олег Николаевич, д.ф-м.н.
E-mail: CTD@mail2000.ru стр. 333

Исследование вращательной структуры колебательных полос молекулы

CH_3D в диапазоне 3000-5000 cm^{-1}

Булавенкова Антонина Сергеевна

Томский Государственный Университет

Бехтерева Елена Сергеевна, к.ф.-м.н.

btonia@mail.ru

Настоящая работа посвящена исследованию Фурье спектров высокого разрешения дейтеропроизводной модификации метана: молекулы типа симметричного волчка CH_3D . Она представляет собой интерес для спектроскопических исследований по многим причинам. С одной стороны, изучение спектров этой молекулы важно для прикладных задач газоанализа, атмосферной оптики, астрофизики, поскольку она обнаружена в атмосферах планет гигантов, таких как Сатурн, Юпитер. С другой стороны, она интересна чисто с теоретической точки зрения, так как является одной из самых легких пирамидальных молекул. Вследствие этого, многочисленные спектроскопические эффекты и особенности (такие как расщепления различного вида, резонансные эффекты), которые свойственны подобным молекулам, должны быть особенно проявлены в её спектрах. Также полученные данные о спектроскопических постоянных могут быть использованы для уточнения структурных параметров молекулы и параметров внутримолекулярной потенциальной функции; для расчета интенсивностей линий и частот переходов в колебательно-вращательных спектрах этой молекулы.

Молекула дейтерированного метана CH_3D является молекулой типа симметричного волчка и принадлежит к группе симметрии C_{3v} . Известно, что в молекулах такого типа реализуются 9 различных колебательных мод симметрии A_1 и E :

В спектрах молекулы CH_3D реализуются колебательно-вращательные полосы двух типов: параллельные или А-типа (переходы между колебательными состояниями одной симметрии) и перпендикулярные или Е-типа (переходы между колебательными состояниями различной симметрии).

Известно, что для «разрешенных» переходов в каждой полосе существуют свои правила отбора:

Для параллельных полос:

$$\Delta J = 0; \pm 1, \quad \Delta K = 0, \quad e \leftrightarrow e, \quad a_1 \leftrightarrow a_2$$

Для перпендикулярных полос

$$\Delta J = 0; \pm 1, \quad \Delta K = \pm 1, \quad e \leftrightarrow e, \quad a_1 \leftrightarrow a_2$$

где e , a_1 и a_2 — симметрии колебательно-вращательных волновых функций.

В данной работе использовалась модель гамильтониана Уотсона [1] на основе использования свойств симметрии молекулы. Она позволяет принимать во внимание любые виды эффектов и взаимодействий, проявляющихся в спектрах молекул.

Для интерпретации спектра использовался метод комбинационных разностей [2]. Энергии основного состояния были взяты из [3]. Отметим, что интерпретация проводилась на ЭВМ с помощью специально разработанных программ.

Список публикаций:

[1] O.N. Ulenikov, A.B. Malikova, S. Alanko, M. Koivussaari and R. Anttila. «High-Resolution Study of the $2\nu_5$ Hybrid Band of the CH_3D Molecule», *J. Mol. Spectrosc.* 179, 175-194 (1996).

[2] O.N. Ulenikov, G.A. Onopenko, N.E. Tyabaeva, J. Schroderus and S. Alanko. «On the rotational Analysis of the ground vibrational state of CH_3D Molecule», *J. Mol. Spectrosc.* 193, 249-259 (1999).

[3] O.N. Ulenikov, E.S. Bekhtereva, V.A. Kozinskaia, Shui-Ming Hu, Jing-Jing Zheng. «On the study of Resonance Interactions and Splittings in the PH_3 Molecule: ν_1 , ν_3 , $\nu_2 + \nu_4$, and $2\nu_4$ Bands Re-analysed», *J. Mol. Spectrosc.* 203, 149-165 (2002).

Сингулярные поверхностные электромагнитные волны на границах анизотропных

сред и "левых" мета-материалов

Галынский Владимир Михайлович

Белорусский Государственный Университет

Фурс Александр Николаевич к.ф.-м.н

vladimir.galynsky@tut.by

Поверхностные поляритоны, представляющие собой электромагнитные возбуждения, локализованные вблизи границы раздела сред, можно условно разделить на два класса. К первому классу относятся хорошо исследованные поверхностные волны на границе изотропных сред с разными знаками диэлектрических проницаемостей и сильной частотной дисперсией. Сравнительно недавно был теоретически предсказан другой класс поверхностных поляритонов [1, 2], возникающих вследствие анизотропии пограничных материалов, и

названных сингулярными поверхностными волнами. В отличие от поверхностных поляритонов первого типа, сингулярные поверхностные поляритоны могут распространяться вдоль границ раздела сред с положительно определенными тензорами диэлектрических проницаемостей. Возбуждение таких поверхностных волн возможно лишь вдоль некоторых направлений, совокупность которых образует секторы в плоскости раздела сред.

Недавно были экспериментально созданы мета-материалы с отрицательными показателями преломления в микроволновом диапазоне [3], называемые «левыми» материалами. Напряженности электрического и магнитного полей и волновой вектор в «левых» средах образуют левую тройку, в то время как в средах с положительным показателем преломления («правых» средах) – правую тройку. Как оказалось, на границах раздела изотропных «левых» и «правых» сред возможно возбуждение поверхностных поляритонов с *s*- и *p*-поляризациями. Представляет интерес исследование поверхностных поляритонов смешанного типа, возникающих ввиду как и анизотропии, так и отрицательности показателя преломления граничных сред.

В данной работе рассматриваются поверхностные поляритоны на границе «правого» одноосного кристалла и «левой» изотропной среды. Одноосный кристалл описывается следующим тензором обратной диэлектрической проницаемости [4]

$$\varepsilon^{-1} = a + (b - a)\mathbf{c} \otimes \mathbf{c}, \quad (1)$$

где \mathbf{c} – единичный вектор оптической оси кристалла, а символом \otimes обозначено тензорное произведение векторов. «Левая» среда характеризуется отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями $\varepsilon' = -|\varepsilon'|$ ($\varepsilon'^{-1} = 1/a'$), $\mu' = -|\mu'|$. Рассматривается случай, когда оптическая ось кристалла лежит в плоскости границы. С помощью подходов, ранее разработанных в [5], получены тензоры поверхностных импедансов, а затем выведено дисперсионное уравнение для поверхностных поляритонов:

$$F(v) = 0, \quad (2)$$

$$F(v) = a' \mu' + \sqrt{ab} \sqrt{\frac{a-v^2}{d-v^2}} - \frac{1}{\sqrt{a(d-v^2)} + \sqrt{b(a-v^2)}} \left\{ \left(d \sqrt{\frac{a-v^2}{d-v^2}} + \sqrt{ab} \right) |a'| \sqrt{\frac{a'-\mu'v}{a'}} \right. \\ \left. + \left[(a-v^2) \sqrt{ab} + (ab-v^2(a+b-d)) \sqrt{\frac{a-v^2}{d-v^2}} \right] |\mu'| \sqrt{\frac{a'}{a'-\mu'v}} \right\}. \quad (3)$$

где $v = \omega/(ck)$ – приведенная частота поверхностной волны, $d = a \sin^2 \alpha + b \cos^2 \alpha$, а α – угол между направлением \mathbf{c} оптической оси и направлением распространения поверхностной волны. Из анализа дисперсионного уравнения следует, что в зависимости от соотношений между материальными параметрами граничащих можно выделить четыре случая:

| № п/п | Значение $ \mu' $ | Значение $r = a^2 b / a'^2$ | Существующие поверхностных поляритонов |
|-------|-------------------|-----------------------------|--|
| 1 | $ \mu' > 1$ | $r < \max(a, b)$ | + |
| 2 | $ \mu' > 1$ | $r > \max(a, b)$ | - |
| 3 | $ \mu' < 1$ | $r < \max(a, b)$ | - |
| 4 | $ \mu' < 1$ | $r > \max(a, b)$ | + |

Для двух из них возбуждение поверхностных поляритонов невозможно ни в одном направлении в плоскости раздела сред, а в остальных – либо во всех направлениях, либо в направлениях, совокупность которых образует секторы в плоскости границы раздела (что характерно для сингулярных поверхностных поляритонов).

Список публикаций:

- [1] Марчевский Ф. Н., Стрижевский В. Л., Стрижевский С. В. ФТТ. 1984. Т. 26, Вып. 5. С. 1501-1503.
 [2] Дьяконов М. И./ ЖЭТФ. 1988. Т. 94. Вып. 4. С. 119-123.
 [3] Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S. Science 2001. V. 292. P. 77.
 [4] Федоров Ф. И. Теория гиротропии. Минск. Наука и техника, 1976
 [5] Galynsky V. M., Furs A. N., Bakovsky L. M. J. Phys. A: Math. Gen. 2004. V. 37. P. 5083-5096.

Устойчивость поляризационных состояний мощного излучения в нелинейной изотропной резонансной среде

Горбачев Александр Сергеевич

Белорусский Государственный Университет

Буров Леонид Иванович, к.ф.-м.н.

hades@tut.by

Проблема устойчивости поляризационных состояний является ключевой как для описания формирования поляризованного излучения в лазерных системах, так и для исследования взаимодействия поляризованного излучения в нелинейных средах. Обычно эта проблема анализируется в рамках керровского приближения, которое является достаточно адекватным лишь для относительно слабых лазерных полей, в то время как реально используемые в экспериментальных условиях мощности излучения выходят далеко за рамки этого приближения. Поэтому в данной работе поставлена задача проанализировать данную проблему для резонансных изотропных сред, нелинейность отклика которых определяется эффектами насыщения населенности комбинирующих состояний.

Одной из основных проблем, с которой приходится сталкиваться при описании взаимодействия поляризованного излучения с ансамблем хаотически ориентированных молекул (а именно такая система характерна для большинства изотропных сред), является проведение ориентационного усреднения. Для керровского приближения такая процедура является достаточно отработанной, однако при учете эффектов насыщения она может быть использована (и то при определенных ограничениях) лишь при численной моделировании. Поэтому в данной работе использован метод базисных сферических тензоров, позволяющий получать непосредственные аналитические выражения для тензора нелинейного отклика резонансных сред.

На основе анализа свойств вектора нелинейной поляризованности показано, что собственными состояниями поляризации монохроматического излучения, распространяющегося в нелинейной изотропной резонансной среде могут быть только линейная и круговая поляризации, однако их устойчивость является относительной. Так, для ансамбля 2-х уровневых молекул в случае резонансного поглощения устойчивой является только линейная поляризация. Это означает, что при распространении мощной волны в такой среде ее поляризации будет стремиться к линейной независимо от начального состояния поляризации. В случае круговой начальной поляризации это состояние будет сохраняться, однако оно является неустойчивым и любое малое отклонение от этого состояния вызывает тот же эффект преобразования к линейной. Однако, если считать, что в системе имеет место инверсия населенности, то ситуация меняется на обратную – устойчивой является круговая поляризация. Однако такой вывод не является универсальным для генерации излучения, поскольку ориентационная зависимость молекул в возбужденном состоянии определяется характером взаимодействия излучения с системой, поскольку исходное распределение считается изотропным, что не соответствует обычным условиям возбуждения в лазерных системах.

С целью анализа более реалистичной ситуации формирования излучения генерации рассмотрена 4-х уровневая система, в которой один (коротковолновый) спектральный переход соответствует возбуждению молекулярной системы, а второй (длинноволновой) – вынужденному излучению. Также как и для 2-х уровневой системы устойчивая круговая поляризация отвечает случаю возбуждения, обеспечивающего ориентационную изотропность в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения усиливаемой волны. В том случае, когда имеет место анизотропия ориентационного распределения в плоскости, перпендикулярной к направлению распространения усиливаемой волны, устойчивой является линейная поляризация. С практической точки зрения это означает, что при оптической накачке любой лазерной системы поляризация излучения генерации будет стремиться к линейной. Изотропия ориентационного распределения может быть достигнута, например, при накачке электрическим разрядом. В этом случае достижение круговой поляризации возможно в режиме прямого усиления внешнего сигнала. Однако в этом случае следует учитывать влияние спонтанных переходов, фазовая нескоррелированность которых приведет к тому, что излучение будет частично поляризованным. Поэтому в реальной ситуации следует ожидать, что излучение генерации будет вообще неполяризованным.

Двухпучковое взаимодействие в средах с фотопереносом протона

Горбач Дмитрий Владиславович

Миксюк Юрий Иванович

Белорусский Государственный Университет,

Белорусский Государственный Педагогический Университет

gorbachdv@bsu.by

Одним из способов улучшения информационных характеристик нелинейно-оптических систем является использование сред со сложным нелинейным откликом на световое воздействие. В этой связи вызывает несомненный интерес поиск путей создания таких сред на основе фотофизических процессов, определяющих

коллективный характер формирования нелинейно-оптического отклика. Среди таких сред можно выделить молекулярные среды с фотопереносом протона. Отличительной особенностью рассматриваемых молекулярных систем является формирование сложного нелинейного отклика за счет фотоиндуцированного самовоздействия посредством изменения текущих параметров раствора (состав сольватной оболочки, pH-фактор).

В настоящей работе представлены результаты теоретического моделирования условий формирования локализованных световых пучков в средах такого рода и анализ схем их взаимодействия.

Для модельных исследований выбрана схема переходов между энергетическими уровнями исходной молекулы и ее радикала, отвечающая одному из распространенных вариантов протекания реакции фотодиссоциации протона (случай резкого смещения химического равновесия в растворе в сторону прямой реакции при переводе молекул в возбужденное состояние). Проанализировано влияние спектроскопических характеристик среды на нелинейный отклик среды и определены условия, проявления эффектов самофокусировки световых пучков в резонансных средах.

Построена компьютерная модель двухволнового взаимодействия, позволяющая проанализировать особенности распространения локализованных структур при различных интенсивностях и частоте излучения. Показано, что, изменяя кислотность среды, геометрию взаимодействия и параметры возбуждающего излучения (интенсивность взаимодействующих пучков, отстройку частоты излучения), можно управлять характерными режимами взаимодействия сфокусированных световых пучков (частичное отражение или периодическое изменение направления распространения двух сформированных солитонов).

Использование сложных молекулярных сред с фотопереносом протона расширяет возможности интерференционно-голографических методов оптической обработки информации.

Поглощение света в монокристалле AgBr.

Дудин Сергей Иванович

Пермский Государственный Университет

Коротаев Николай Николаевич, к.ф.-м.н.

dudin_serg@rambler.ru

Галогеносеребрянный фотографический слой является одним из основных материалов, используемых для передачи и хранения информации.

Поглощение света в монокристаллах и фотослоях AgHal достаточно хорошо изучено. Однако в случаях, когда приходится сравнивать экспериментальные данные по фотопроводимости, спектральной чувствительности и т.п. необходимо знать спектры отражения, пропускания и поглощения исследуемого объекта.

Произведена сборка и настройка спектрофотометра с фотометрическим шаром, выращены монокристаллы AgBr, исследованы их спектры пропускания, отражения и поглощения.

Источником света в спектрофотометре служит галогенная лампа, питаемая через автотрансформатор ЛАТР--1. Свет от неё проходит через 2 монохроматора УМ-2 и параллельным пучком направляется внутрь фотометрического шара. Необходимость применения второго монохроматора обоснована тем, что нужно устранить рассеянный свет, приводящий к искажению результатов при работе на крутых краях поглощения исследуемых веществ. Опыт показывает, что использование двух отдельных монохроматоров даёт более чистый (в смысле отсутствия рассеянного света) спектр, чем один двойной монохроматор. Некоторое неудобство в работе, связанное с настройкой двух монохроматоров, вполне окупается чистотой спектра, получающейся при двойном разложении света.

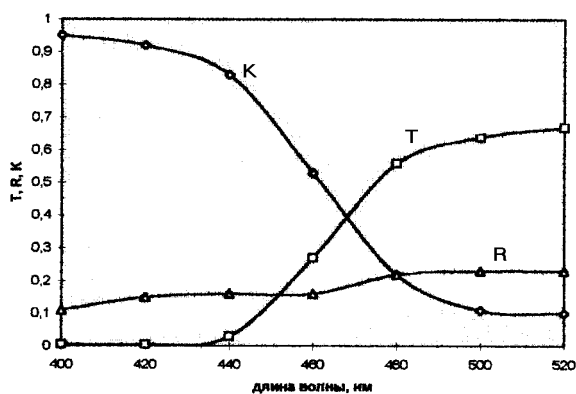


рис.1.

Латунный фотометрический шар внутри покрыт толстым слоем (2-3 мм.) окиси магния, имеющей коэффициент отражения, близкий к 1 в широком диапазоне длин волн. Освещённость внутри шара измеряется фотоумножителем ФЭУ-29 или фотоприёмником на базе фотодиода ФД-7К и операционного усилителя К544УД2. Сигнал, зарегистрированный одним из этих устройств, усиливается узкополосным усилителем У2-6 или селективным вольтметром В6-4 и контролируется осциллографом С1-77. Усиление ведётся на частоте модуляции света (400 Гц), которая задаётся вращающимся диском с вырезами, установленным перед вторым монохроматором.

Установка с фотометрическим шаром позволяет

измерять коэффициент пропускания образца

$T = I_{\text{пад}} / I_{\text{пр}}$, коэффициент отражения $R = I_{\text{отр}} / I_{\text{пад}}$ и, следовательно, коэффициент поглощения $K = 1 - T - R$. Здесь $I_{\text{пад}}$, $I_{\text{пр}}$ и $I_{\text{отр}}$ – интенсивности падающего, прошедшего и отражённого света от образца.

Тонкие плёнки монокристалла AgBr получают путём капиллярного затягивания расплава соли между двумя стеклянными пластинками по методу Левицкой и Королёва. Две пластинки складываются вместе и сдвигаются относительно друг друга. На свободный конец нижней пластинки насыпается порошок AgBr. После этого пластинки загружаются в муфельную печь и нагреваются до температуры плавления соли AgBr (434°C). После расплавления соли и капиллярного затягивания расплава между стёклами температура печи медленно уменьшается до комнатной.

Здесь показаны спектры пропускания, отражения и поглощения слоя монокристалла AgBr толщиной 0,17 мм. (рис.1) Из рисунка видно, что с увеличением длины волны от 400 до 500 нм пропускание и отражение возрастают и при дальнейшем увеличении почти не изменяется. Поглощение кристалла резко уменьшается от 400 до 480 нм и далее изменяется слабо.

Экспериментальные методы регистрации сигналов люминесценции органических красителей в синтетических полимерах при различных концентрациях кислорода

Жолудь Алексей Алексеевич

Игнатьев Андрей Александрович

Оренбургский Государственный Университет

Кучеренко Михаил Геннадьевич, д.ф.-м.н.

clibph@nm.ru

В центре лазерной информационной биофизики (ЦЛИБФ) при ОГУ была создана экспериментальная спектральная оптическая установка (рис. 1) по исследованию кинетики люминесценции микросекундного диапазона. Данная работа выполнялась при поддержке гранта Министерства образования России по фундаментальным исследованиям в области естественных и точных наук (проект Е02-3.2-339) и гранта РФФИ (проект №04-03-97513). Готовится к публикации ряд статей, которые будут посвящены люминесценции органических красителей в полимерной матрице.

Конструктивные особенности установки позволяют создать условия эксперимента, при которых давление воздуха над поверхностью образца можно изменять в пределах от 10^{-2} мм рт. ст. до атмосферного. Это позволяет исследовать фосфоресценцию органических красителей, и их замедленную (в том числе – аннигиляционную) флуоресценцию [1] при различных концентрациях кислорода в матрице. Эти типы излучений лежат в разных спектральных областях, что дает возможность их независимой регистрации.

Возбуждение образца производилось второй гармоникой ($\lambda = 532$ нм) импульсного твердотельного лазера LQ-125 (LASER) с продолжительностью импульса порядка 1 нс. Образец (S) находился в оптической вакуумируемой кювете. Воздух откачивался вакуумным постом ПТИ-10 (V). Для регистрации сигнала люминесценции использовался фотоэлектронный умножитель ФЭУ-84 (F). Для выделения полезного оптического сигнала производились спектральная и временная селекция излучения. Для обеспечения спектральной фильтрации использовался монохроматор МХД-2 (W), расположенный на входе ФЭУ. Этим монохроматором и осуществлялся выбор типа регистрируемого сигнала. Временная селекция излучения производилась модулированием чувствительности ФЭУ, что достигалось мощным импульсом отрицательной полярности, подаваемым на модулятор ФЭУ. Данный импульс синхронизировался с возбуждающим импульсом лазера при помощи двух импульсных генераторов. Первый генератор (Г5-56) (G1) синхронизировал момент открытия оптического модулятора лазера со вторым генератором (Г5-15) (G2), мощность которого достаточна для «запирания» ФЭУ.

Экспериментальная схема установки для регистрации люминесценции.

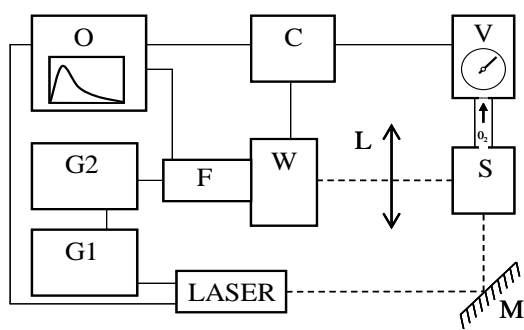


рис. 1

зависимость кинетики фосфоресценции эритрозина в ПВБ от давления воздуха над образцом.

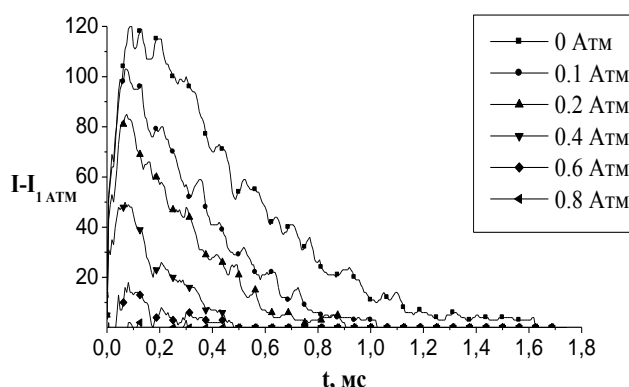


рис. 2

Далее аналоговый регистрируемый сигнал с ФЭУ поступал на осциллограф С1-65А (О), синхронизированный с модулятором лазера. Схема оцифровки сигнала осуществлялась следующим образом [2]: изображение с экрана осциллографа снималось цифровой фототехникой, и передавалось на порт IBM-совместимого компьютера (С). Далее оцифрованное изображение обрабатывалось. Программа, разработанная нами, переводит первично растровое изображение в векторную кривую, используя математические алгоритмы очистки от помех, усреднения, сглаживания и экстраполяции. Таким образом, данная программа позволяет выделять из снятого цифровым фотоаппаратом изображения регистрируемую кинетическую кривую. Кроме того, при помощи этой программы возможна обработка, как статичных фотографий, так и видео-потока в режиме накопления (усреднение по кадрам). Благодаря использованию видео формата появилась возможность усреднения по нескольким кривым, что позволяет производить фильтрацию от шума, даже для очень слабых сигналов. Это позволило увеличить эффективную чувствительность установки. Дополнительным плюсом подобной методики является сохранение видеоархива экспериментов. Также возможно исследование медленных изменений формы кинетических кривых. Таким образом, по завершению измерительной процедуры формируется поверхность, состоящая из серии кривых в трехмерном пространстве, что дает дополнительную информацию об исследуемых объектах.

На данной установке нами были проведены исследования кинетики фосфоресценции и замедленной флуоресценции красителей Эозина, Эритрозина и Родомина 6Ж в полимерной матрице Поливинил Бутирала (ПВБ) при различных концентрациях кислорода. Давление воздуха изменялось от форвакуума до 1 Атм для каждого образца. Одним из результатов проведенных нами экспериментов являются серии кривых люминесценции (рис. 2), полученных при различных концентрациях кислорода, из которых можно определить время жизни красителя в возбужденном триплетном состоянии в условиях его взаимодействия с синглетными и триплетными молекулами O_2 .

Список публикаций:

- [1]. Кучеренко М.Г. Кинетика нелинейных фотопроцессов в конденсированных молекулярных системах // Оренбург: ОГУ, 1997, 386 с.
 [2]. Игнатъев А.А., Жолудь А.А. Оцифровка сигналов с экрана аналогового осциллографа. Оренбург, ИПК ГОУ ОГУ, 2004, с. 99-101.

Люминесцентная спектроскопия кристаллов фторида стронция активированных ионами Er^{3+} и Tm^{3+}

Ивановских Константин Васильевич

Уральский Государственный Технический Университет (УПИ)

Шульгин Борис Владимирович, д.ф.-м.н.

ikv@dpt.ustu.ru

Исследование высокоэнергетических состояний ионов редкоземельных элементов (РЗЭ) – актуальная задача спектроскопии. Материалы активные в вакуумной ультрафиолетовой (ВУФ) области необходимы для разработки безртутных флуоресцентных ламп и цветных плазменных дисплеев, ВУФ-лазеров и т.д. В технике, где используется регистрирующая аппаратура с высоким временным разрешением на основе фотодиодов типа ТМАЕ или ТЕА, чувствительных только к ВУФ излучению, необходимы быстрые ВУФ-сцинтилляторы [1, 2].

С применением техники низкотемпературной ($T=8\div 10$ К) время-разрешённой люминесцентной ВУФ-спектроскопии получены спектры люминесценции (1,5÷9,0 эВ) и возбуждения (6,8÷24 эВ), а также кинетики

затухания свечения кристаллов $\text{SrF}_2:1\%\text{Er}^{3+}$ и $\text{SrF}_2:0,3\%\text{Tm}^{3+}$, синтезированных по методу Стокбаргера. Измерения проведены на станции SUPERLUMI лаборатории HASYLAB (DESY, Гамбург), а также на станции «Люминесценция с временным разрешением» накопителя ВЭПП-3 (ИЯФ им. Будкера СО РАН, Новосибирск).

Излучательные $4f^{n-1}5d \rightarrow 4f^n$ переходы в ионах Er^{3+} и Tm^{3+} могут происходить с высокоспинового HS состояния (спин-запрещенные, большое время затухания люминесценции τ) и с низкоспинового LS состояния (спин-разрешенные, малое τ). В большинстве случаев (например, в кристаллах LiYF_4 , BaY_2F_8 , YF_3) эти переходы наблюдаются одновременно [3]. Наличие безизлучательной кросс-релаксации между LS и HS состояниями в ионах Er^{3+} и Tm^{3+} может приводить к тому, что быстрая люминесценция $4f^{n-1}5d(\text{LS}) \rightarrow 4f^n$ не проявляется (как, например, в KYF_4) [4]. Аналогичный характер ВУФ-люминесценции наблюдается в $\text{SrF}_2:1\%\text{Er}^{3+}$ и $\text{SrF}_2:0,3\%\text{Tm}^{3+}$ (рис.1а). В обоих кристаллах люминесценция с нижайших уровней ионов Er^{3+} и Tm^{3+} представлена только медленным компонентом (переходы $4f^{n-1}5d(\text{HS}) \rightarrow 4f^n$). Однако для $\text{SrF}_2:1\%\text{Er}^{3+}$ в «быстром» временном окне удалось впервые наблюдать более высокоэнергетическую полосу люминесценции при 146,4 нм с $\tau < 0,5$ нс, которая может быть связана с разрешенным переходом с одного из высоколежащих уровней $4f^{n-1}5d$ -конфигурации Er^{3+} .

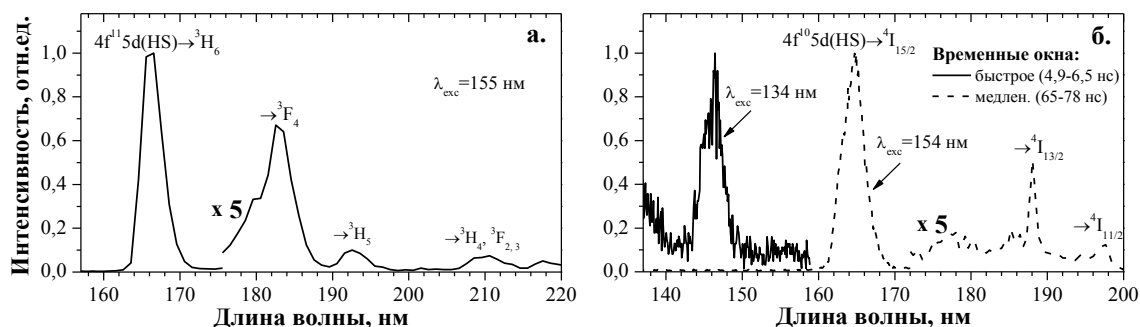


рис. 1 Спектры ВУФ-люминесценции кристаллов $\text{SrF}_2:0,3\%\text{Tm}^{3+}$ (а) и $\text{SrF}_2:1\%\text{Er}^{3+}$ (б).

Процессы возбуждения люминесценции ионов Er^{3+} и Tm^{3+} в SrF_2 имеют ряд особенностей. Спектры возбуждения f-f- и d-f-люминесценции в области длин волн падающих фотонов 130-165 нм ведут себя антибатно, что отражает конкуренцию путей релаксации возбужденных состояний между излучательными уровнями $4f^n$ - и $4f^{n-1}5d$ -конфигурации (рис.2). Такой характер спектров возбуждения, однако, нетипичен для этих ионов в других матрицах (см. например [5]).

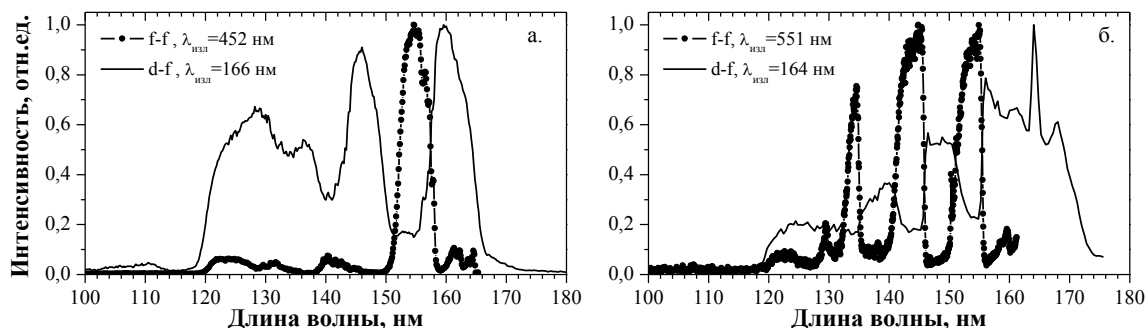


рис. 2 Спектры возбуждения f-f- и d-f-люминесценции кристаллов $\text{SrF}_2:0,3\%\text{Tm}^{3+}$ (а) и $\text{SrF}_2:1\%\text{Er}^{3+}$ (б).

Особый интерес вызывает наличие интенсивных полос возбуждения f-f-переходов в области энергий ниже порога начала спин-разрешенных f-d-переходов, что свидетельствует о сильной релаксации между HS уровнем $4f^{n-1}5d$ -конфигурации и f-оболочкой в ионах Er^{3+} и Tm^{3+} в системе SrF_2 . При возбуждении вблизи края фундаментального поглощения SrF_2 ($E_g = 11.2$ eV), интенсивность d-f-люминесценции как Er^{3+} , так и Tm^{3+} заметно снижается. Возбуждение f-f-люминесценции при этом остаётся достаточно эффективным. При дальнейшем уменьшении длины волны падающих фотонов вплоть до 60 нм, люминесценция $4f^{n-1}5d(\text{HS}) \rightarrow 4f^n$ не возбуждается (эта область на рисунке не показана). Указанные особенности спектров могут означать низкую эффективность передачи энергии по электронно-дырочному механизму. В тоже время весьма существенна степень участия экситонов в процессах передачи энергии на уровни $4f^{10}5d$ -конфигурации ионов Er^{3+} и Tm^{3+} в SrF_2 .

Работа поддержана грантами РФФИ (02-02-16322) и Мин. обр. и науки РФ (Е02-3.4-362).

Список публикаций:

- [1] Ronda C.R., Justel T., Nikol H., *J. Alloys and Comp.*, **275-277**, 669-676 (1998).
- [2] Schotanus P., Van Eijk C.W.E., Hollander R.W., *Nucl. Instr. & Meth. A*, **269**, 377-384 (1988).
- [3] Becker J., Gesland J.Y., Kirikova N.Yu. et al. *J. Alloys and Comp.*, **275-277**, 205-208 (1998).
- [4] Khaidukov N.M., Kirm M., Lam S.K. et al. *Optic Commun.*, **184**, 183-193 (2000).
- [5] Makhov V.N., Khaidukov N.M., Kirikova N.Yu. et al. *Nucl. Instr. & Meth. A*, **470** 290-294 (2001).

Поляризационное многоволновое взаимодействие в растворах красителей

Казак Александр Александрович

Белорусский Государственный Университет

Толстик Алексей Леонидович д.ф-м.н.

alekzz@mail.ru

При распространении мощного лазерного излучения в нелинейной среде с резонансным типом нелинейности в условиях насыщения поглощения становится возможным проявление нелинейностей пятого, седьмого и более высоких порядков. В том числе, при этом становится возможным осуществление процессов вырожденного по частоте многоволнового (четырёх, шести и так далее) смешения. Условие фазового синхронизма при этом реализуется за счёт изменения направления распространения взаимодействующих волн.

В данной работе экспериментально исследовано влияние поляризации взаимодействующих волн на эффективность записи и восстановления динамических голограмм, рассмотрены различные комбинации состояний линейной поляризации опорного, сигнального и считывающего пучков. Особое внимание уделено случаю записи динамических голограмм ортогонально поляризованными световыми пучками на основе эффекта наведенной анизотропии.

В ходе эксперимента запись и восстановление динамической голограммы осуществлялись на длине волны второй гармоники лазера на иттрий-алюминиевом гранате ($\lambda=532$ нм) при длительности импульсов $\tau=20$ нс. В качестве анизотропной резонансной среды был выбран раствор красителя родамин 6Ж в этаноле, в котором проявляется эффект наведённой анизотропии. Для поворота плоскости поляризации использовалась пластинка $\lambda/2$.

Проведенный анализ зависимостей дифракционной эффективности динамических голограмм от интенсивности взаимодействующих волн при различных комбинациях их поляризаций позволил оценить вклады в эффективность взаимодействия поляризационных решёток, обусловленных наведенной анизотропией. Обнаружена зависимость ориентации плоскости поляризации дифрагированной волны от взаимной ориентации плоскостей поляризации всех взаимодействующих волн. Показано, что в условиях записи поляризационных динамических решеток при четырёхволновом взаимодействии поляризация дифрагированной волны совпадает с поляризацией сигнальной волны, обеспечивая полное поляризационное обращение волнового фронта. В то же время, в случае шестиволнового взаимодействия поляризации сигнальной и дифрагированной волн могут быть как совпадающими, так и ортогональными.

Особенности записи скрытых изображений в dot-matrix голограммах

Казак Александр Александрович

Белорусский Государственный Университет

Танин Леонид Викторович к.ф-м.н.; Толстик Алексей Леонидович д.ф-м.н.

alekzz@mail.ru

В данной работе проведено экспериментальное исследование голографической записи скрытых изображений в голограммах dot-matrix и определены оптимальные условия записи голограмм. Также проведён анализ различных схем записи.

Голограммы dot-matrix являются особым типом голограмм. Они представляют собой голографическое изображение, полученное путём объединения множества точек, состоящих из дифракционных решёток на плоской поверхности. Отличие его от изображения, создаваемого методами традиционной голографии, заключается в процессе его получения и производимом визуальном эффекте. Создание dot-matrix голограмм является автоматизированным процессом, в котором сформированное на компьютере первоначальное изображение загружается в программу управления системой записи мастер - голограммы на фоторезисте. Для создания желаемых изображений может быть использован любой коммерчески доступный графический программный пакет. Основной принцип, лежащий в основе процесса разработки dot-matrix голограмм – это создание графического фильтра, который является итогом преобразования исходного изображения, являющегося набором пикселей, в матрицу точечных дифракционных решёток. Суммарный эффект от всех точек голограммы и создаёт затем эффекты предусмотренные исходным графическим проектом.

По существу, все dot-matrix голограммы создаются пиксель за пикселем путём изменения периода и пространственной ориентации записываемых дифракционных решёток. Машины для голографической записи голограмм такого рода используют интерференционную картину, образуемую двумя сходящимися лазерными пучками.

Область применимости dot-matrix голограмм достаточно велика. Несомненным плюсом в создании защитных голограмм такого рода является возможность добавления в голографическое изображение особых

эффектов (динамических, кинетических, трёхмерных), а также скрытых изображений, затрудняющих возможность подделки.

В ходе эксперимента голографическая запись осуществлялась на установке Sparkle I ANEAD Optoelectronics с использованием в качестве источника излучения гелий - кадмиевого лазера.

В данной работе рассмотрены и проанализированы различные схемы записи dot-matrix голограмм. Экспериментально исследованы особенности записи голограмм при различных пространственных разрешениях оптической системы. Рассмотрен случай записи скрытого изображения в массиве точек и определены необходимые параметры для формирования такого рода защитных особенностей на производимых dot-matrix голограммах.

Проведенный анализ условий записи элементарных ячеек скрытого изображения в dot-matrix голограммах позволил выявить оптимальные параметры формирования точечных дифракционных решёток, образующих скрытое изображение, и определить возможности имеющейся системы для голографической записи скрытых изображений.

Особенности замедленной флуоресценции твердых растворов акридиновых красителей в условиях безызлучательного индуктивно-резонансного переноса энергии электронного возбуждения

Капуцкая Ирина Александровна

Белорусский Государственный Университет

Горбачевич Сергей Константинович, к.ф.-м.н.

kaputskaya@bsu.by

В настоящее время много внимания уделяется исследованию безызлучательного индуктивно-резонансного переноса энергии электронного возбуждения (ПЭ) в растворах сложных органических молекул с целью разработки методов изучения их структуры и функциональных свойств. Существенное влияние на процессы ПЭ электронного возбуждения оказывают универсальные межмолекулярные взаимодействия. В твердых полярных растворах химически идентичных хромофоров вследствие флуктуации энергии диполь-дипольного взаимодействия возникает их спектральная неоднородность, которая проявляется в спектрально-кинетических характеристиках флуоресценции. Например, в концентрированных твердых растворах вследствие направленности ПЭ спектр флуоресценции более низкочастотный, чем в разбавленных растворах, а мгновенные спектры флуоресценции сдвигаются в низкочастотную область по мере затухания флуоресценции.

В фотофизических процессах с участием триплетных состояний молекул спектральные проявления межмолекулярных взаимодействий могут иметь гораздо более сложный характер, чем для флуоресценции. При этом основным осложняющим фактором является отсутствие взаимно однозначного соответствия между сдвигами частот, обусловленными диполь-дипольными взаимодействиями с растворителем, для S_1-S_0 - и T_1-S_0 -переходов [1]. Целью данной работы является теоретическое и экспериментальное исследование замедленной флуоресценции твердых растворов акридиновых красителей в условиях синглет-синглетного ПЭ.

При проведении численного моделирования замедленной флуоресценции исследуемых растворов учитывалось, что каждая молекула характеризуется своими значениями сдвигов частот для S_1-S_0 - и T_1-S_0 -переходов относительно их величин в вакууме и константами безызлучательных переходов, влияющими на квантовые выходы и на времена затухания замедленной флуоресценции. Используемая функция распределения молекул по сдвигам частот S_1-S_0 - и T_1-S_0 -переходов, а также формулы для определения соответствующих этим энергетическим зазорам констант скоростей безызлучательных переходов задавались таким же образом, как в работах [1, 2]. Расчет констант скорости $S-S$ ПЭ для каждой пары молекул проводился с учетом взаимной ориентации их дипольных моментов переходов $S_1 \rightarrow S_0$ (для донора) и $S_0 \rightarrow S_1$ (для акцептора) и интеграла перекрытия спектров испускания донора и поглощения акцептора. Интегрирование по ансамблю молекул осуществлялось методом Монте-Карло.

Результаты численного моделирования показывают, что спектры замедленной флуоресценции концентрированных растворов расположены в более низкочастотной области, чем соответствующие спектры растворов с низкой концентрацией активатора. Также для концентрированных растворов зависимость центра тяжести спектров замедленной флуоресценции от частоты возбуждающего излучения обладает меньшей амплитудой. Таким образом, на основании расчетов можно утверждать, что наличие ПЭ в ансамбле молекул приводит к ослаблению зависимости положения спектров замедленной флуоресценции от частоты возбуждающего излучения, обусловленной спектральной неоднородностью хромофоров.

Константы безызлучательных переходов определяются величинами соответствующих энергетических зазоров, поэтому большее время жизни триплетного уровня молекул, у которых частоты 0-0-перехода выше, обуславливает сдвиг спектров замедленной флуоресценции в высокочастотную область с течением времени.

Вследствие того, что ПЭ имеет направленность, он приводит к тому, что в возбужденном S_1 -состоянии увеличивается доля центров с меньшими частотами 0-0-перехода. При этом, в случае акридиновых красителей, в T_1 -состоянии соответственно возрастает доля низкочастотных центров, обладающими меньшими временами жизни. В результате время затухания замедленной флуоресценции в концентрированных растворах оказывается меньшим, чем в разбавленных. Таким образом, сокращение времен затухания замедленной флуоресценции, обусловленное ПЭ, носит опосредованный характер и связано с корреляцией направленности ПЭ и гетерогенностью времен жизни триплетных состояний молекул в растворе.

Результаты численных расчетов находятся в качественном соответствии с экспериментальными данными, полученными для акрифлавина в пленках поливинилового спирта.

Список публикаций:

[1] Горбачевич С.К., Гулис И.М., Комяк А.И., Журн. прикл. спектроскопии, 37, 2, 306-316 (1982).

[2] Горбачевич С.К. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. Нелинейные эффекты. Мн.: БГУ, 2002. – 150 с.

Численное моделирование динамики решетки кристалла Rb_2ZnCl_4

Кожуховский Александр Владиславович

Агеев Андрей Геннадьевич

Институт Физики им. Киренского СО РАН

Втюрин Александр Николаевич

alkoz@iph.krasn.ru

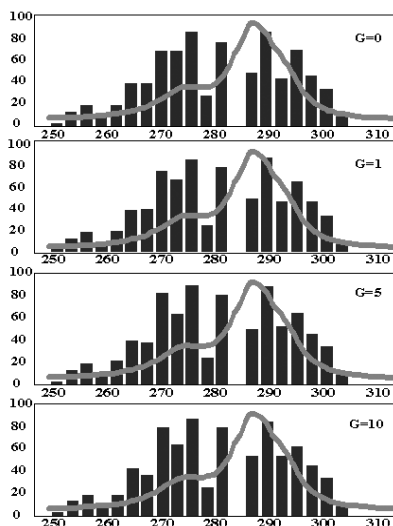


рис1. Плотность колебательных состояний.

Серая линия – экспериментальный контур. G – длина корреляции, в элементарных ячейках.

корреляции. Она хорошо соответствует экспериментальному контуру. Присутствуют два пика, провал посередине, затянутое левое крыло и более компактное правое. При изменении длины корреляции происходит перераспределение плотности колебательных состояний.

В результате учета правил отбора и сортировки по симметриям колебаний, получились колебательные спектры (рис.2). В каждой симметрии, интенсивности сосредоточены в одной частоте. Сложной формы контура не получается. Это вызвано тем, что в расчетах не учитывался тензор комбинационного рассеяния и влияние на него искажения поляризуемости молекулярных ионов. В результате анализа положения максимумов, была обнаружена зависимость положения максимумов интенсивности от длины корреляции. Изменение положения максимумов перекрывается смещением положения линии при изменении

Исследовалась динамика решетки кристаллов Rb_2ZnCl_4 , принадлежащих к семейству с общей формулой $ACBX_4$, где А, С – щелочные металлы и BX_4 – тетраэдрические группы. Эти кристаллы интересны тем, что у них наблюдается большого количество фазовых переходов, в том числе и переход в нормальную фазу. Кристалл исследовался в нормальной (параэлектрической) фазе с ориентационной неупорядоченностью тетраэдрических групп $ZnCl_4$: для них возможно две различных ориентации. Неупорядоченность проявляет себя в экспериментальном спектре КР в виде линий, которые запрещены правилами отбора по симметрии в области спектра, соответствующей полностью симметричным колебаниям групп $ZnCl_4$.

В настоящей работе проведено численное моделирование влияние длины корреляции ориентации молекулярных групп $ZnCl_4$ на колебательный спектр кристалла. Метод заключался в генерировании коррелированных 3х мерных последовательностей псевдослучайных чисел, которые задавали ориентацию молекулярных групп в суперячейке, для расчета динамики кристалла и учета правил отбора. При построении динамической матрицы учитывалось октуполь-октупольное взаимодействие тетраэдрических групп $ZnCl_4$. Расчет производился для суперячейки $10 \times 10 \times 10$ элементарных ячеек кристалла.

В результате учета длины корреляции, получили следующую плотность колебательных состояний: (рис.1) для различных длин

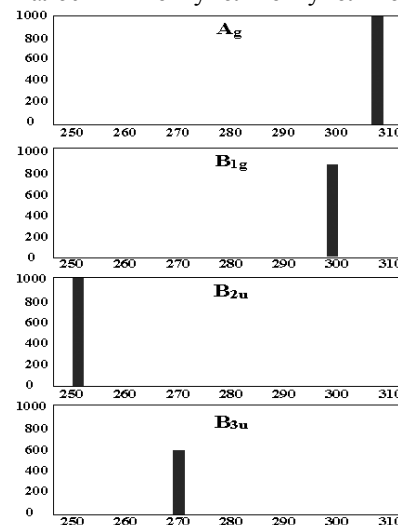


рис2. Результат расчета динамики для суперячейки $10 \times 10 \times 10$, ширина корреляционной функции $G=10$.

температуры в эксперименте, поэтому наблюдать этот эффект в эксперименте не представляется возможным.

Выводы:

1. Построена модель расчета внутренних колебаний молекулярных ионов ориентационно-неупорядоченного кристалла с учетом корреляции ориентации ионов.
2. Показано, что для кристалла эта модель позволяет рассчитать плотность состояний в хорошем согласии с экспериментальным спектром КР.
3. Показано, что учета ориентационной неупорядоченности только в динамике решетки кристалла недостаточно для описания экспериментального спектра. Высказано предположение, что для этого необходимо учитывать влияние ориентационной неупорядоченности на поляризуемость молекулярных ионов.

Диафрагменный электрический разряд для спектрального анализа состава жидкостей

Ломанович Константин Александрович

Новосибирский Государственный Университет

Тесленко Вячеслав Степанович, к.ф.-м.н.

l-k-a@yandex.ru

Известен метод обнаружения металлов – так называемый разряд при вскипании в канале, то есть разряд внутри жидкости между двумя жидкими электродами[1]. Суть в том, что в образец опускают два электрода, пространство между которыми разделено мембраной с маленьким отверстием. Если жидкость на этом участке нагреть, пропустив ток, то она закипит и образует пузырек пара. Этот пузырек перекрывает отверстие в мембране. В пузырьке между стенками возникает газовый разряд. Когда отверстие целиком перекрыто пузырьком ток перестает течь и пузырек начинает остывать и уменьшаться, в результате чего ток начинает течь снова и пузырек опять увеличивается[3]. При этом атомы растворенного в воде металла, возбуждаются и излучают каждый в своем спектре. Полученный спектр излучения уникален для каждого металла, и по нему точно можно установить, какой металла и в каком количестве растворен в образце[1].

В представленном приборе для анализа воды используется диафрагменный электрический разряд [2]. Диафрагма представляет собой мембрану с одним отверстием диаметром 0.3-0.5 мм. разделяющую две камеры, заполненные электролитом. Electroды выполненные из нержавеющей стали, расположены в разных камерах. Для исследования спектра свечения разряда использовался спектрограф с регистрацией с помощью ФЭУ и фотокамеры.

Найдены условия, при которых для пузырька устанавливается автоколебательный режим[3], в результате чего значительно увеличивается эффективность установки. В конструкции представленного излучателя исключена эрозия электродов за счет их выноса из зоны разряда и, как следствие, компонента спектра разряда. По сравнению с [1] увеличен световой поток, который более удобен для анализа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 03-02-17682, Интеграционного проекта № 123 и гранта на оборудование DAAD.

Список публикаций:

- [1] Зуев Б.К., Ягов В.В., Гецина М.Л., Руденко Б.А. Разряд при вскипании в канале – новый источник атомизации для атомно-эмиссионного определения металлов в потоке // JOURNAL OF ANALYTICAL CHEMISTRY 2002 V. 57: (10) 907-911
- [2] Санкин Г.Н., Дрожжин А.П., Ломанович К.А., Тесленко В.С. Многоочаговый диафрагменный электроразрядный генератор ударных волн в жидкости // ПТЭ. 2004. № 3 (в печати).
- [3] Тесленко В.С., Санкин Г.Н., Дрожжин А.П. Электрогидродинамический автоколебательный эффект на множественных концентраторах тока // Письма в ЖТФ, 2001, том 27, вып. 20

Распространение волн в волокнах с отрицательным показателем преломления

Новицкий Андрей Викторович

Белорусский Государственный Университет

Барковский Леонид Матвеевич д.ф.-м.н.

Barkovsky@bsu.by

В данной работе исследуются свойства электромагнитных мод круглого волокна, сердцевина которого имеет отрицательный показатель преломления (или, что эквивалентно, отрицательные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей). Среды с отрицательным показателем преломления были предсказаны Веселаго в [1] и недавно реализованы на основе композитных материалов (метаматериалов) [2]. Изучению свойств мод в слоистых и канальных волноводах с отрицательным показателем преломления посвящены статьи [3,4]. Результаты данной работы содержатся в статье [5].

Рассмотрим волокно с радиусом сердцевинки a , имеющее диэлектрические и магнитные проницаемости сердцевинки $\epsilon_{co}<0$, $\mu_{co}<0$ и оболочки $\epsilon_{cl}>0$, $\mu_{cl}>0$. В обычном волокне с положительными значениями диэлектрической и магнитной проницаемости распространяются только быстрые моды, критерий существования которых сводится к известному соотношению $\epsilon_{co}\mu_{co}>\epsilon_{cl}\mu_{cl}$. Быстрыми называются моды, которые распространяются с фазовой скоростью, большей скорости распространения волн в однородной среде с ϵ_{co} , μ_{co} . В волокне с $\epsilon_{co}<0$, $\mu_{co}<0$ могут распространяться как быстрые, так и медленные моды (фазовая скорость медленных мод меньше скорости света в среде с характеристиками сердцевинки). Дисперсионное уравнение для медленных мод имеет вид

$$\left(\frac{I'_v(u)}{uI_v(u)} - \frac{\mu_{cl}}{\mu_{co}} \frac{K'_v(w)}{wK_v(w)} \right) \left(\frac{I'_v(u)}{uI_v(u)} - \frac{\epsilon_{cl}}{\epsilon_{co}} \frac{K'_v(w)}{wK_v(w)} \right) = \frac{\beta^2 k^2 a^4 v^2 (\epsilon_{co}\mu_{co} - \epsilon_{cl}\mu_{cl})^2}{u^4 w^4 \epsilon_{co}\mu_{co}}, \quad (1)$$

где β – постоянная распространения моды, $u^2 = k^2 a^2 (\beta^2/k^2 - \epsilon_{co}\mu_{co})$, $w^2 = k^2 a^2 (\beta^2/k^2 - \epsilon_{cl}\mu_{cl})$, $I_v(u)$ и $K_v(w)$ – модифицированные функции Бесселя, $I'_v(u)$ – производная функции, $k = \omega/c$ – волновое число в вакууме. Материал с отрицательным показателем преломления всегда характеризуется частотной дисперсией. В работе используется следующая зависимость диэлектрической и магнитной проницаемостей от частоты:

$$\epsilon_{co}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \mu_{co}(\omega) = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2}, \quad (2)$$

где $\omega_p/2\pi = 10\text{GHz}$, $\omega_0/2\pi = 4\text{GHz}$, $F = 0.56$. Диэлектрическая и магнитная проницаемости становятся одновременно отрицательными в области частот от 4 GHz до 6 GHz. Несколько мод для волокна с такой частотной дисперсией показаны на Рис.1.

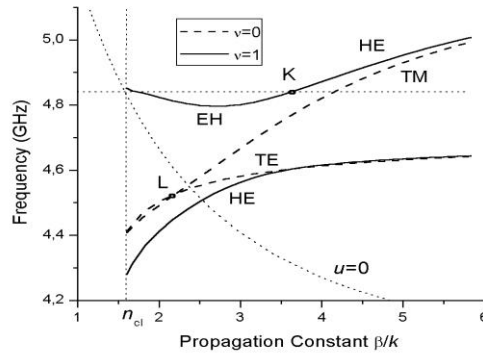


рис.1. Быстрые и медленные моды волокна с дисперсией (2). $\epsilon_{cl}=2.5$, $\mu_{cl}=1.0$, $a=1$ см.

В качестве результатов исследования приведем свойства направляемых мод:

1. Медленные моды существуют выше кривой $u=0$. Возможны несколько типов дисперсионных кривых, которые описывают: только быстрые моды (не показаны на рис.1), только медленные моды и быстрые-и-медленные моды. Быстрые ТЕ и ТМ волны на Рис.1 являются фундаментальными модами волокна с отрицательным показателем преломления сердцевинки. Интересно, что в аналогичном планарном волноводе быстрых фундаментальных мод нет [3].
2. В точке K на Рис.1 происходит изменение поляризации моды на дисперсионной кривой, которое связано с тем, что модуль показателя преломления сердцевинки становится меньше показателя преломления оболочки. В точке K мода ТМ поляризована.
3. Пересечение дисперсионных кривых ТЕ и ТМ поляризованных мод (фазовое согласование мод) может происходить как в области быстрых, так и в области медленных мод (точка L на Рис.1). При увеличении диэлектрической проницаемости оболочки точка фазового согласования смещается в область медленных мод.
4. Полный поток энергии в рассматриваемом волокне может принимать как положительные (слабо локализованные моды), так и отрицательные (сильно локализованные моды) значения.
5. В волокне с отрицательным показателем преломления сердцевинки могут распространяться ТЕМ моды при $|\epsilon_{co}| = \epsilon_{cl}$, $|\mu_{co}| = \mu_{cl}$.

Список публикаций:

- [1]. Веселаго В.Г., УФН, 1967, т. 92, с.517.
- [2]. Smith D.R. et al, Phys. Rev. Lett., 2000, vol. 84, p. 4184.
- [3]. Shadrivov I.V., Sukhorukov A.A. and Kivshar Yu.S., Phys. Rev. E, 2003, vol. 67, 57602.
- [4]. Peacock A.C. and Broderick N.G.R., Optics Express, 2003, vol.11, p. 2502.
- [5]. Novitsky A.V. and Barkovsky L.M., J. Opt A: Pure Appl. Opt., 2005, vol. 7, S51-S56.

Исследование люминесценции ряда кристаллов вольфраматов со структурным типом вольфрамита

Ржевская Ольга Владимировна

Михайлин Виталий Васильевич, Спаский Дмитрий Андреевич

Московский Государственный Университет

Михайлин Виталий Васильевич, д.ф.-м.н.

Olga_Rzhevskaya@mail.ru

В зависимости от ионного радиуса катиона ($r > 10^{-10}$ м или $r < 10^{-10}$ м) вольфраматы делятся на два структурных типа – шеелиты и вольфрамиты. В настоящей работе были измерены спектры люминесценции ряда кристаллов со структурным типом вольфрамита, а именно CdWO_4 , легированный Mo (0,04; 0,1 и 0,4 весовых %), HgWO_4 , $\text{Al}_2(\text{WO}_4)_3$, $\text{Al}_2(\text{WO}_4)_3:\text{Eu}$ для изучения природы центров люминесценции в этих кристаллах.

Были измерены спектры люминесценции при фотовозбуждении и при возбуждении рентгеновским излучением, а также спектры возбуждения люминесценции в области энергий фотонов 3-20 эВ при комнатной температуре. Измерения рентгенолюминесценции проводились на экспериментальной установке в канале 5.6 накопителя «Сибирь-2» (энергия электронов 2,5 ГэВ) в Курчатовском Центре Синхротронного Излучения. Белый пучок синхротронного излучения, прошедший через бериллиевую фольгу, был использован для возбуждения люминесценции. Спектры фотолюминесценции и возбуждения люминесценции в области 3-5 эВ измерялись на лабораторной установке при возбуждении лампой ДКСЛ-1000. Спектры возбуждения люминесценции в области энергий фотонов 3.5-20 эВ были измерены на ВУФ-станции в канале синхротронного излучения накопителя «Сибирь-1» (энергия электронов 450 МэВ) в Курчатовском Центре Синхротронного Излучения.

Монокристаллы $\text{Al}_2(\text{WO}_4)_3$ и CdWO_4 (чистый и легированный молибденом) были выращены из высокотемпературных расплавов, используя методику медленного охлаждения. HgWO_4 был синтезирован в виде порошка. Соответствие кристаллической структуры полученного порошка структуре вольфрамита было подтверждено с помощью рентгеновской дифракции. Образцы были выращены сотрудником ВНИИСИМС (г. Александров) Б.И. Заднепровским.

Исследовано влияние концентрации молибдена на люминесцентные свойства вольфрамата кадмия, который является перспективным материалом для сцинтилляционных детекторов в области компьютерной томографии [1]. Показано, что с ростом концентрации происходит увеличение относительного вклада длинноволновой полосы люминесценции с максимумом при 630-640 нм. Предполагается, что эта полоса вызвана излучательными переходами на центрах свечения, в формировании которых принимает участие молибден. Исследованы спектры возбуждения полосы люминесценции с максимумом при 490 нм, которая вызвана излучательными переходами на WO_6^{6-} комплексе [2] (собственная люминесценция) и дополнительной длинноволновой полосы с максимумом при 630-640 нм.

Для вольфрамата алюминия исследовано влияние допирования кристалла трехвалентными ионами европия. Наряду с широкой собственной полосой люминесценции с максимумом при 455 нм в допированном образце наблюдаются узкие пики люминесценции, характерные для свечения Eu^{3+} . При этом интенсивность собственной люминесценции уменьшается, что можно связать с появлением дополнительного канала релаксации энергии через излучательные переходы на ионе европия. Для HgWO_4 наблюдается только одна полоса люминесценции с максимумом при 490 нм. Мы предполагаем, что, подобно широкой полосе в $\text{Al}_2(\text{WO}_4)_3$, она имеет собственную природу (излучательные переходы WO_6^{6-} комплекса). По нашим данным люминесценция этого соединения ранее не исследовалась.

Список публикаций:

[1] Викторов Л.В., Скориков В.М., Жуков В.М. и Шульгин Б.В. Неорганические сцинтилляционные материалы // Неорганические материалы **т.27 №10** (1991) стр.2005-2029.

[2] M.J. Lammers, G. Blasse, D.S. Robertson The luminescence of cadmium tungstate (CdWO_4) // Phys.Stat.Sol. (a) **63** (1981) p.569-572.

Особенности кооперативной генерации многоактивированных лазерных сред

Рудоман Нелли Радиковна

Тумаев Евгений Николаевич

Кубанский Государственный Университет

Тумаев Евгений Николаевич, к.ф.-м.н.

tumayev@phys.kubsu.ru

Одним из типов активных сред твердотельных лазеров являются многоактивированные лазерные среды, содержащие два и более типов активных центров [1]. Оптические и генерационные свойства таких сред близки к свойствам комбинированных активных сред (КАС), подробно исследованных А.А.Каминским. Особенностью многоактивированных активных сред твердотельных лазеров является возможность целенаправленного

формирования контура усиления, и, как следствие, реализация режима кооперативной генерации. В настоящей работе показано, что в таком режиме возникает эффект перестройки частоты лазерного излучения путем изменения интенсивности накачки.

Рассмотрим конденсированную среду, содержащую два типа активных примесных центров (ПЦ), взаимодействующих с полем когерентного излучения.

Гамильтониан взаимодействия ПЦ с полем плоской монохроматической электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси Oz , в дипольном приближении в представлении чисел заполнения равен [2]:

$$H_i = i\hbar\mu_1 \sum_M (b^+ (a_1^{(1)+} a_2^{(1)})_M \exp(ikz_M) - b(a_2^{(1)+} a_1^{(1)})_M \exp(-ikz_M)) + i\hbar\mu_2 \sum_M (b^+ (a_1^{(2)+} a_2^{(2)})_M \exp(ikz_M) - b(a_2^{(2)+} a_1^{(2)})_M \exp(-ikz_M)), \quad (1)$$

где индексом M обозначено суммирование по координатам примесных центров $r_M^{(1)}$, $r_M^{(2)}$. Константы взаимодействия μ_1 , μ_2 пропорциональны дипольным моментам переходов соответствующих типов центров, операторы $a_m^{(k)+}$, $a_m^{(k)}$ описывают рождение и уничтожение электрона на верхнем и нижнем уровне m ($m=1,2$) лазерного перехода k -го центра. Оператор рождения и уничтожения когерентных фотонов в резонаторе обозначены через b^+ и b .

Уравнения Лиувилля-Неймана для матрицы плотности системы, полученные с использованием гамильтониана (1) и дополненные диссипативными членами, приводят к следующей системе уравнений для операторов b , $(a_2^{(k)+} a_2^{(k)})_M$ и $\sigma_M^{(k)} = (a_2^{(k)+} a_1^{(k)}) \exp(ikz_M - i\omega_0 t)$ (здесь ω_0 – частота лазерной генерации):

$$\begin{aligned} \frac{db}{dt} &= -(i(\omega_c - \omega_0) + \gamma/2)b + \mu_1 \sum_M \sigma_M^{(1)} + \mu_2 \sum_M \sigma_M^{(2)}, \\ \frac{d\sigma_M^{(k)}}{dt} &= -(\Gamma^{(k)} + i(\omega_{ak} - \omega_0))\sigma_M^{(k)} + \mu_k b D_M^{(k)}, \\ \frac{d(a_2^{(k)+} a_2^{(k)})_M}{dt} &= w_{20}^{(k)} (a_0^{(k)+} a_0^{(k)})_M - \Gamma^{(k)} (a_2^{(k)+} a_2^{(k)})_M - B_M^{(k)}, \end{aligned} \quad (2)$$

где ω_{ak} – частота атомного перехода для k -го типа ПЦ, ω_c – собственная частота резонатора лазера, $\Gamma^{(k)}$ – скорость релаксации возбуждений, находящихся на верхнем лазерном уровне k -го типа центров, γ – скорость уменьшения числа когерентных фотонов в резонаторе за счет потерь, $D_M^{(k)} = a_2^{(k)+} a_2^{(k)} - a_1^{(k)+} a_1^{(k)}$ – разность населенностей верхнего и нижнего уровня, $w_{20}^{(k)} = \sigma_{20}^{(k)} F_0$ – скорость накачки с нижнего в верхний лазерный уровень ($\sigma_{20}^{(k)}$ – сечение поглощения для перехода между уровнями 0 и 2 k -го типа центров, F_0 – интенсивность возбуждения), $B_M^{(k)} = \mu_k (b^+ \sigma_M^{(k)} + b \sigma_M^{(k)+})$ – скорость вынужденного излучения.

Стационарное решение уравнений (2) приводит к следующему выражению для частоты лазерной генерации двуактивированной активной среды ω_0 :

$$\omega_0 = \frac{A_1 \gamma \omega_{a1} / 2 + A_1 \Gamma^{(1)} \omega_c + A_2 \gamma \omega_{a2} / 2 + A_2 \Gamma^{(2)} \omega_c}{A_1 (\gamma / 2 + \Gamma^{(1)}) + A_2 (\gamma / 2 + \Gamma^{(2)})}, \text{ где}$$

$$A_k = \frac{\mu_k^2 \sum_M D_M^{(k)}}{(\Gamma^{(k)})^2 + (\omega_{a1} - \omega_0)^2} \left((\gamma / 2)^2 + (\omega_c - \omega_0)^2 \right)$$

Это выражение обобщает известную формулу Шавлова-Таунса для частоты лазерной генерации одноактивированной активной среды:

$$\omega_0 = (\gamma \omega_a / 2 + \Gamma \omega_c) / (\gamma / 2 + \Gamma),$$

и, кроме того, указывает на зависимость частоты генерации от уровня инверсии активной среды $D_M^{(k)}$, который в свою очередь, как показано в [1], зависит от уровня накачки F_0 .

Список публикаций:

- [1] Аванесов А.Г., Игнатъев Б.В., Писаренко В.Ф., Тумаев Е.Н. Кооперативная генерация многоактивированных лазерных сред. Оптика и спектроскопия, 1991, т.70, вып.3, с.613-617.
[2] Лэкс М. Флуктуации и когерентные явления. М.: «Мир», 1974, 299 с.

Исследование колебательных спектров пирамидальных молекул типа XY_3 на основе алгебраического формализма

Санжаров Николай Александрович

Leroy Claude

Томский Государственный Университет

Улеников Олег Николаевич, д.ф.-м.н.

sanzharov@phys.tsu.ru

В данной работе использовалось алгебраическое приближение для описания колебательных мод пирамидальных молекул типа XY_3 симметрии C_{3v} до $n=21$ (n – число квантов). Так как данный тип молекул обладает резонансами между деформационными и валентными колебаниями, был введен оператор взаимодействия между данными видами колебательных мод.

Для того, чтобы изучить высоковозбужденные колебательные валентные и деформационные колебательные состояния полужестких пирамидальных молекул типа XY_3 симметрии C_{3v} был применен унитарный формализм $U(p+1)$. Математические и физические свойства данной физической системы были получены посредством цепочки групп (1), исходя из данных о частотах основных колебательных мод данных молекул ($n_1(A_1) \approx n_3(E) \approx 2(n_2(A_1) \approx n_4(E))$)

$$\left[\begin{array}{c} U_\epsilon(4) \supset U_\epsilon(3) \supset K_\epsilon(3) \supset S(3) \approx C_{3v} \\ \otimes \\ U_\delta(4) \supset U_\delta(3) \supset K_\delta(3) \supset S(3) \approx C_{3v} \end{array} \right] \supset C_{3v}, \quad (1)$$

где индексы ϵ и δ обозначают валентные и деформационные колебания.

Симметризованные волновые функции, характеризующие колебательные состояния системы брались в форме (2).

$$|n_1 n_2 n_3 n_5 n_6 n_7, C\sigma\rangle = \sum_{\sigma_\epsilon \sigma_\delta} [C]^{1/2} F \left(\begin{array}{ccc} C_\epsilon & C_\delta & C \\ \sigma_\epsilon & \sigma_\delta & \sigma \end{array} \right) |n_1 n_2 n_3, r_\epsilon C_\epsilon \sigma_\epsilon\rangle |n_5 n_6 n_7, r_\delta C_\delta \sigma_\delta\rangle. \quad (2)$$

Был получен гамильтониан [1], описывающий данную физическую систему с оператором взаимодействия валентных и деформационных колебаний (3).

$$H_{\epsilon-\delta} = \sum_{i=1}^3 \sum_{k>n=5}^7 (b_i^+ b_k b_4 b_8^{+2} + b_4^+ b_n^+ b_k^+ b_8^2). \quad (3)$$

С полученным гамильтонианом был проведен фитинг для молекул стибина и арсина, получены параметры гамильтониана. Стандартное квадратичное отклонение не превышало 2 см^{-1} .

Список публикаций:

[1] L. Pluchart, C. Leroy, N.A. Sanzharov, O.N. Ulenikov, *Vibrational spectrum of phosphine molecule, Abstr.18th International Conference on High Resolution Molecular Spectroscopy, paper H 4, Prague, Czech.Republic, 2004, c. 122*

ИК-спектры отражения и морфология поверхности эпитаксиальных гетероструктур $Al_xGa_{1-x}As/GaAs(100)$ с фазой упорядочения $AlGaAs_2$

Середин Павел Владимирович

Домашевская Эвелина Павловна

Воронежский Государственный Университет

Домашевская Эвелина Павловна, д.ф.-м.н.

paul@fit.vsu.ru

В данной работе исследовались гетероструктуры, изготовленные в ФТИ имени А.Ф. Иоффе РАН. На монокристаллических подложках GaAs (100) были выращены эпитаксиальные монокристаллические пленки $Al_xGa_{1-x}As$ различных составов методом МОС - гидридной эпитаксии, путем разложения металлоорганических соединений.

ИК - решеточные спектры отражения от исследуемых эпитаксиальных гетероструктур получали при комнатной температуре в интервале от 200 до 600 см^{-1} с помощью ИК-спектрометра Spekord-82 M, сопряженного с ЭВМ и имеющего разрешение в 1 см^{-1} .

Морфологию поверхности МОС - гидридных эпитаксиальных слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от гетероструктур с малым ($x=0.16$) и большим ($x=0.50$) содержанием алюминия в металлической подрешетке исследовали на сканирующем зондовом микроскопе Femtoscan-001 в атомно-силовом режиме с кантилевером CSC 12 в режиме AFM.

Дисперсионный анализ однодогового спектра двухкомпонентного кристалла GaAs проводился в одноосцилляторном приближении по методу Спитцера, Клеймана, Фрома [1]. При моделировании ИК-спектров решеточного отражения многокомпонентных материалов и гетероструктур расчетные спектры вычисляются с учетом модели - полубесконечная подложка с диэлектрической функцией ϵ_s и поверхностная тонкая пленка толщиной d с диэлектрической функцией ϵ_f [2].

Данные ИК спектроскопии отражения показали, что в спектрах эпитаксиальных гетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}(100)$ с концентрациями Al в металлической подрешетке $x=0.12, 0.16, 0.30$ и 0.80 присутствуют две моды колебаний и этот факт совпадает с имеющимися экспериментальными и теоретическими данными [3-4]. Частоты поперечных TO - мод колебаний для эпитаксиальных твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, рассчитанные в рамках адекватной для исследованных структур дисперсионной модели ИК - спектров решеточного отражения: пленка - полубесконечная подложка, отличаются от литературных [3-4] как для связей Al - As, так и для Ga - As.

В спектре эпитаксиальной гетероструктуры $\text{Al}_{0.54}\text{Ga}_{0.44}\text{As}/\text{GaAs}(100)$ помимо мод колебаний отвечающих связям Ga - As и Al - As (основным колебаниям) присутствуют еще три осциллятора с частотами $\omega_1=295 \text{ см}^{-1}$, $\omega_2=321 \text{ см}^{-1}$, $\omega_3=339 \text{ см}^{-1}$ расположенными между основными колебаниями, появление которых мы связываем с возникновением фазы упорядочения AlGaAs_2 в эпитаксиальных твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ выращенных на подложках GaAs(100) с концентрациями x близкими к 0.5.

По данным, полученным из атомно - силовой микроскопии, области упорядочения обнаруженные на поверхности образца с $x \sim 0.5$ в твердом растворе, проявляются в виде упорядоченного нанорельефа с периодом $\sim 115 \text{ нм}$.

Таким образом, совокупность структурных [5], спектральных и морфологических исследований свидетельствует о неустойчивости твердых растворов $\text{Al}_{0.50}\text{Ga}_{0.50}\text{As}$ в эпитаксиальных гетероструктурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}(100)$, распад которых сопровождается образованием самоорганизованных периодических наноструктур.

Список публикаций:

- [1] D. Zhou and B.F. Usher. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **34**, 1461-1465, (2001).
 [2] Z.R Wasilewski, M.M Dion, D.J Lockwood, P Poole, R.W. Streater and A J. Spring Thorpe. *J. Appl. Phys.*, **81**, 1683-94, (1997).
 [3] M. Plegems, G.L. Pearson. *Phys. Rev. B*, **1**, 4, 1576-1582, (1970)
 [4] I. F. Chang, S.S. Mitra. *Phys. Rev. B*, **2**, 4, 1215-1216, (1970)
 [5] Э.П. Домашевская, П.В. Середин и др. *ФТП*, **3**, 354-360, (2005)

Исследование модели сферически-симметричного металлического кластера

Смирнов Алексей Григорьевич

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Жувикин Георгий Викторович к.ф.-м.н.

workbox@rambler.ru

Исследования фундаментальных свойств наноразмерных структур: квантовых точек и ям, квантовых нитей, кластеров - в последние годы получили широкое развитие. Это связано, в первую очередь, с широкими возможностями использования результатов этих исследований для создания новых материалов с заданными механическими, электрическими, магнитными и оптическими свойствами, а также для разработки качественно новых микроэлектронных приборов.

Целью данной работы являлось вычисление спектра возбужденных электронных состояний в квазиклассическом приближении модели заряженной проводящей сферы.

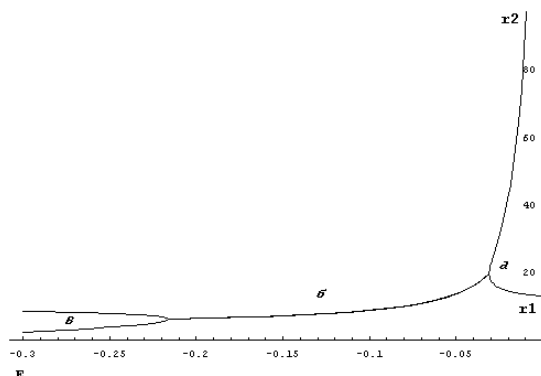
В рамках выбранной модели удобно использовать метод электростатических изображений для определения энергии взаимодействия электрона с заряженной поверхностью, который дает следующий вид потенциальной кривой (1) и соответствующее уравнение Шредингера (2) для нашей системы:

$$U = \frac{qQ}{r} - \frac{R^3 q^2}{2r^2(r^2 - R^2)} \quad (1) \quad \left[\frac{\mathbf{p}^2}{2m} - \frac{qQ}{r} + \frac{R^3 q^2}{2r^2(r^2 - R^2)} + \frac{l(l+1)}{r^2} - E \right] \psi = 0 \quad (2)$$

Для нахождения точек поворота **a** и **b**, определяемых условием (3), в нашем рабочем выражении в рамках квазиклассической теории, полученном из условия квантования Бора-Зоммерфельда в атомных единицах измерения (4) был использован пакет Mathematica 4.2.

$$E = U(a) = U(b) \quad (3) \quad U_{eff} = -\frac{Z}{r} + \frac{R^3}{2r^2(r^2 - R^2)} + \frac{l(l+1)}{r^2} \quad \int_b^a \sqrt{2m(E-U)} dx = \pi(n + \frac{1}{2}) \quad (4)$$

После нахождения всех четырех корней уравнения, и выбора тех двух, которые удовлетворяют условию $r > R$, то есть находятся вне сферы, представляет особый интерес рассмотрение поведения этих решений в области отрицательных энергий, где наглядно можно увидеть области решений, допустимые с точки зрения физики, и заранее отсечь корни, которые не являются осуществлением реальных физических состояний.



На рисунке видно, что в области *a*, где энергия частицы по модулю меньше, чем энергия дна потенциальной ямы, в которой находится частица, существует два вещественных корня. Это искомые точки поворота. Ниже дна потенциальной ямы корни сначала уходят в комплексную плоскость, имея одинаковую вещественную часть (область *б*), а затем снова появляются два вещественных решения (область *в*), которые формально можно подставлять в пределы интегрирования при вычислении адиабатического инварианта, но они относятся к ситуации, которая по физическим соображениям не может осуществиться. Поэтому их следует исключить из рассмотрения.

Поскольку интеграл в уравнении для уровней энергии Бора – Зоммерфельда (4) не представляется возможным взять аналитически, то в данной работе был выбран путь численного расчета этого интеграла и написан программный блок на встроенном языке программирования пакета Mathematica, который позволил рассчитывать электронные уровни системы.

Таким образом, мы разработали способ получения спектра возбужденных электронных уровней в модели проводящей заряженной сферы для заданных параметров данной системы и исследовали энергетический спектр кластера, полученный в рамках квазиклассического приближения.

Исследование ИК-спектров почв и донных отложений.

Степанова Мария Васильевна

Попов Ким Филиппович

Якутский Государственный Университет

Петров Лев Львович, д.г.-х.н.

smvyak@rambler.ru

Методы инфракрасной спектроскопии нашли широкое применение в крупных промышленных лабораториях и интенсивно начинают внедряться даже в небольших лабораториях. Причиной такого распространения ИК-техники является ее уникальные в своем роде возможности: сочетание быстроты, избирательности и применение к самым разнообразным аналитическим проблемам.

В данном сообщении изложены результаты сравнения ИК-спектров донных отложений и почв, до и после прокаливания образцов. Регистрация спектров проводилась на ИК-Фурье спектрометре "Paragon-1000", при комнатной температуре, в области $200-4000 \text{ см}^{-1}$.

Образцы к анализу методом инфракрасной спектроскопии готовились по стандартной методике. Содержание исследуемого образца в таблетке составляло 1% (наполнитель спектрально чистый KBr).

1. Структура полученных ИК-спектров для донных отложений и почв до прокаливания похожая. В основном отличаются плотностью поглощения (A), также существенные отличия встречаются у отдельных образцов.

2. Форма и структура ИК-спектров (образцов до и после прокаливания) донных отложений существенно меняется. В частности, полоса поглощения в области $3600-3000 \text{ см}^{-1}$ "исчезает" после прокаливания для всех образцов, данная полоса поглощения однозначно может быть приписана N-H, O-H-связям или тем и другим.

Также в области $600-400 \text{ см}^{-1}$, в образцах после прокаливания не наблюдается полоса поглощения 520 см^{-1} и форма полос в этой области сильно меняется. И полосы поглощения в данной области можно отнести к минералам (15-25мк). В области $800-600 \text{ см}^{-1}$ форма и структура полос поглощения сохраняется, изменения наблюдаются только по оптической плотности, полосы поглощения в этой области характерны для ароматических соединений.

3. Такие изменения происходят и для почв. Структура и форма полос ИК-спектров образцов после прокаливания сильно меняется. В области $3600-3000 \text{ см}^{-1}$ "исчезает" полоса поглощения 3400 см^{-1} , практически во всех ИК-спектрах почв после прокаливания. Форма полосы поглощения 1030 см^{-1} тоже заметно меняется, но сама полоса полностью не исчезает. В области $800-600 \text{ см}^{-1}$ форма и структура полос сохраняется, однако, происходит изменение по оптической плотности. В области $600-400 \text{ см}^{-1}$ форма и структура полос сильно меняется. Во всех образцах после прокаливания "исчезает" полоса поглощения 520 см^{-1} . Также в этой области наблюдается резкое увеличение оптической плотности полосы 470 см^{-1} в образцах после прокаливания.

Исследования молекулярного и аэрозольного поглощения коротковолнового оптического излучения в атмосферном воздухе методом импульсной оптико-акустической спектроскопии

Тихомиров Алексей Борисович
Институт Оптики Атмосферы СО РАН
Панченко М.В., д.ф.-м.н.
ra9hai@iao.ru

Актуальность экспериментальных исследований поглощения оптического излучения в атмосфере Земли обусловлена как необходимостью понимания природы самого поглощения, так и прикладными задачами, связанными с распространением излучения в атмосфере. Исследования спектров резонансного и нерезонансного поглощения атмосферных газов дают исходную информацию для развития теоретических моделей и методов молекулярной спектроскопии. Кроме того, широкий круг метеорологических и геофизических задач требует все более точных экспериментальных данных о характеристиках молекулярного и аэрозольного поглощения оптического излучения в атмосфере. В частности, такие данные необходимы для выявления природы "избыточного" поглощения в облаках и в безоблачной атмосфере и для определения влияния аэрозольного и нерезонансного молекулярного поглощения коротковолнового излучения в атмосфере на радиационный баланс и изменение климата на планете.

Сложность экспериментальных исследований заключается в том, что аэрозольное поглощение и нерезонансное поглощение коротковолнового излучения водяным паром в атмосферном воздухе являются слабо селективными по спектру и характеризуются очень маленькими значениями коэффициента поглощения ($k \leq 10^{-7} \text{ см}^{-1}$). При таких уровнях коэффициента слабо селективного поглощения помехи, связанные с рассеянием излучения в атмосферном воздухе и аппаратурные помехи сказываются очень сильно. По этой причине, как отмечается в целом ряде научных публикаций, экспериментальные данные об аэрозольном поглощении и нерезонансном молекулярном поглощении коротковолнового излучения водяным паром в атмосферном воздухе представлены в литературе крайне недостаточно.

Для решения поставленной задачи авторами развит метод импульсной оптико-акустической (ОА) спектроскопии с временным разрешением сигналов. В докладе представлен автоматизированный ОА спектрометр с импульсными твердотельными лазерами. Спектрометр характеризуется пороговой чувствительностью по коэффициенту поглощения $k_{\min} \leq 10^{-9} \text{ см}^{-1}$ при энергии лазерных импульсов ~ 50 мДж. Отличительной особенностью спектрометра является разработанный ОА детектор, который, благодаря усилению сигнала давления путем применения специальных акустических рефлекторов и разделению во времени полезного и фоновых сигналов, позволяет регистрировать сигналы от слабого аэрозольного и нерезонансного молекулярного поглощения импульсного лазерного излучения в газах на нулевом фоне. Спектрометр эффективно применен для исследования слабого поглощения излучения импульсных твердотельных лазеров в молекулярных газах и атмосферном воздухе.

На основе синхронных измерений коэффициента аэрозольного поглощения в коротковолновой области (0,532; 0,694 и 1,064 мкм) и массовой концентрации сажевых частиц в атмосферном воздухе, выполненных с помощью ОА спектрометра и аэталометра, соответственно, получены данные об эффективности аэрозольного поглощения в приземной атмосфере. Значения эффективности поглощения коротковолнового излучения "сухим" мелкодисперсным сажевым аэрозолем аппроксимируются спектральной зависимостью близкой к

теоретической зависимости. Измеренное для длины волны 0,532 мкм значение эффективности аэрозольного поглощения $\sigma = 5,49 \text{ м}^2 \cdot \text{г}^{-1}$ примерно в 2 раза меньше общепринятой величины эффективности аэрозольного поглощения в атмосфере ($\sigma = 10 \text{ м}^2 \cdot \text{г}^{-1}$), используемой в качестве исходного параметра при создании климатических и радиационных моделей атмосферы.

Впервые получены экспериментальные данные о коэффициенте континуального поглощения водяного пара в видимой области спектра. Определенное значение коэффициента континуального поглощения H_2O для области 0,69 мкм $k_{\text{cont}} = (0.75 \pm 0.25) \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ (общее давление смеси водяного пара с азотом $P_{\text{tot}} = 1$ Бар, парциальное давление водяного пара $P_{\text{H}_2\text{O}} = 15$ мБар, температура $T = 294.4$ К) лучше всего соответствует МТ_СКД модели континуума.

Предложен новый метод измерения констант релаксации колебательно возбужденных молекул в газах с помощью импульсного ОА спектрометра. Метод основан на зависимости длительности импульса сжатия акустического сигнала от общего давления газа в ячейке и успешно апробирован в измерениях времени быстрой релаксации молекул H_2O из колебательного состояния $\nu_1 + 3\nu_3$.

В докладе так же обсуждаются способы повышения чувствительности ОА спектрометра и методика его калибровки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №03-05-64787-а и №04-05-64569-а), «Фонда содействия отечественной науке» и Совета молодых ученых ИОА СО РАН.

Влияние межконфигурационного взаимодействия на штарковскую структуру мультиплетов иона Am^{3+} в эльпасолитах

Фомичева Людмила Александровна
Институт Технической Акустики
 Корниенко Алексей Александрович, д.ф.м.н.
famichova@mail.ru

Кристаллы, активированные лантаноидами, находят широкое применение в качестве активных сред в твердотельных лазерах. Экспериментально спектроскопические свойства таких кристаллов хорошо изучены. Значительно менее полно изучено в настоящее время кристаллическое поле ионов актиноидов. Это связано не только с практической недоступностью элементов конца актиноидной серии, но и с особенностями строения актиноидов. Затрудняет изучение кристаллического поля в соединениях актиноидов и то, что для сложных электронных конфигураций плотность электронных состояний очень велика и отнесение наблюдаемых подуровней является достаточно сложной задачей.

В данной работе подробно исследуется влияние возбужденных конфигураций актиноидов на штарковское расщепление мультиплетов, а также описание штарковской структуры на примере иона Am^{3+} в эльпасолитах в приближении слабого, промежуточного и сильного конфигурационного взаимодействия.

Случай слабого поля реализуется для La- и Ac-ионов, у которых внутренние незаполненные оболочки $4f$ и $5f$ сжаты и заэкранированы внешними заполненными оболочками $5s^2p^6$ и $6s^2p^6$ соответственно. Воздействие электрического поля окружения на $4f$ - и $5f$ -электроны можно рассматривать как малое возмущение H_{cf} , тогда гамильтониан может быть записан в виде ряда [1]:

$$H_{cf} = \sum_k \sum_{q=-k}^k B_q^k C_q^k \quad (1)$$

Гамильтониан (1) получен в приближении слабого конфигурационного взаимодействия. Но в силу многих причин условия для реализации такого приближения в большинстве случаев не выполняются. В связи с этим на практике чаще применяется приближение промежуточного по силе конфигурационного взаимодействия [1]:

$$H_{cf} = \sum_{k,q} \underbrace{\left[B_q^k + \left(E_{\gamma J} + E_{\gamma' J'} - 2E_f^0 \right) G_q^k \right]}_{\bar{B}_q^k} C_q^k, \quad (2)$$

При расчетах параметры кристаллического поля B_q^k трактуются как подгоночные и подбираются таким образом, чтобы свести к минимуму среднеквадратичное отклонение вычисленных штарковских компонент от экспериментальных.

Параметры G_q^k в (2) обусловлены межконфигурационным взаимодействием. Наибольший вклад в них дает ближайшая возбужденная конфигурация $4f^{N-1}5d$. Величина этого вклада определяется по формуле [1]:

$$G_q^k(d) = (-1)^{l+1} \frac{2k+1}{2 \langle f \| C^k \| f \rangle_{q, q}^{k, k''}} \sum_{q'} (-1)^q \begin{pmatrix} k' & k'' & k \\ q' & q'' & -q \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} k' & k'' & k \\ f & f & l \end{pmatrix} \langle f \| C^{k'} \| l \rangle \langle l \| C^{k''} \| f \rangle \frac{B_q^{k'} B_q^{k''}}{\Delta_{df} \Delta_{df}}, \quad (3)$$

где $\begin{pmatrix} * & * & * \\ * & * & * \end{pmatrix}$ и $\begin{Bmatrix} * & * & * \\ * & * & * \end{Bmatrix}$ соответственно 3j- и 6j-символы Вигнера, $\langle * \| * \| * \rangle$ – приведенные матричные элементы одноэлектронного сферического тензора, $B_q^{k'}$ и $B_q^{k''}$ – параметры нечетного кристаллического поля.

Сильное кристаллическое поле разрывает связь между орбитальным и спиновым моментами электронов на незаполненной оболочке. Возбужденные конфигурации актиноидов имеют меньшую энергию, чем соответствующие конфигурации лантанидов. Поэтому для актиноидов межконфигурационное взаимодействие должно быть более сильным. В приближении сильного конфигурационного взаимодействия в первом порядке теории возмущений получен следующий гамильтониан кристаллического поля [1]

$$H_{cf} = \sum_{k, q} \underbrace{\left[B_q^k + \left(\frac{\Delta^2}{\Delta - E_J} + \frac{\Delta^2}{\Delta - E_{J'}} \right) \tilde{G}_q^k \right]}_{\tilde{B}_q^k} C_q^k, \quad (4)$$

где Δ – энергия возбужденной конфигурации.

Кристаллическое поле Am^{3+} в эльпасолите имеет кубическую симметрию, поэтому в качестве независимых параметров в приближении слабого конфигурационного взаимодействия (КВ) можно выбрать параметры B_0^4, B_0^6 ; в приближении промежуточного КВ – параметры $B_0^4, B_0^6, G_0^4, G_0^6$; в приближении сильного КВ – параметры $B_0^4, B_0^6, G_0^4, G_0^6, \Delta$.

Для Am^{3+} было выполнено описание штарковской структуры во всех трех приближениях, определены параметры кристаллического поля и параметры межконфигурационного взаимодействия. Ранее подобная работа была выполнена для кристалла UF_4 . Полученные результаты подтвердили важную роль возбужденных конфигураций в формировании штарковского расщепления мультиплетов.

Список публикаций:

[1] А.А. Корниенко, А.А. Каминский, Е.Б. Дунина. Влияние межконфигурационного взаимодействия на кристаллическое поле Ln^{3+} -ионов // ЖЭТФ. **166**, 6(12), 2078-2102 (1999)

Исследование тонкой вращательной структуры высоковозбужденных колебательных состояний в районе «темной» полосы $n_3 + n_4$ высокого разрешения молекулы PnD_2

Чудинова Татьяна Дмитриевна

Улеников Олег Николаевич, Бехтерева Елена Сергеевна

Томский Государственный Университет

Улеников Олег Николаевич д.ф.-м.н.

CTD@mail2000.ru

Важной особенностью колебательно-вращательных спектров в высоковозбужденных колебательных состояниях является наличие, так называемых, «темных» полос, которые не проявляются в спектрах, регистрируемых аппаратурой, но, тем не менее, оказывающих существенное влияние на свойства видимых полос.

Поэтому нахождение способов привлечения дополнительной информации для решения спектроскопических задач в условиях дефицита исходной экспериментальной информации является актуальной и своевременной задачей.

В связи с вышесказанным предлагаемая работа посвящена разработке и практическому применению методов анализа тонкой структуры сложных колебательно - вращательных спектров многоатомных молекул в

высоковозбужденных колебательных состояниях применительно к условиям реального современного эксперимента. Разрабатываемые общие методы и подходы будут апробироваться на анализе реальных впервые зарегистрированных спектров высокого разрешения дейтеропроизводных молекул PH_2D и PHD_2 .

Выбор этих молекул в качестве объекта применения разрабатываемых методов обусловлен двумя причинами. Во-первых, это легкие молекулы, поэтому все эффекты и взаимодействия, присущие асимметричным или симметричным волчкам, в спектрах этой молекулы проявляются наиболее ярко. Поэтому методы, работающие для такой молекулы будут, тем более, применимы для тяжелых. Во-вторых, исследование спектров изотопмеров молекулы фосфина представляют большой интерес для многочисленных прикладных задач атмосферной оптики, астрофизики, лазерной техники, задач охраны окружающей среды и др. [1].

Экспериментальные исследования спектров высокого разрешения в коротковолновой области будут выполняться на уникальных Фурье спектрометрах высокого разрешения университетом Вупперталь (Германия) и Цюрих (Швейцария).

Эта работа является продолжением спектроскопического исследования дейтерированных изотопов фосфина и посвящена анализу «темной» полосы, $n_3 + n_4$. Спектр полосы $n_3 + n_4$ был зарегистрирован в лаборатории неорганической химии Университета г. Вуперталья (Германия) с использованием лазерного спектрометра. Спектр поглощения в диапазоне $1500\text{--}1800\text{ см}^{-1}$ был зарегистрирован при комнатной температуре. Точность определения положения линии составляет $0,001\text{ см}^{-1}$. Наблюдаемая полоса была определена с помощью метода комбинационных разностей основного состояния. Параметры основного состояния были взяты из [2]. Было проанализировано больше чем 300 переходов b - и c -типов с максимальными значениями квантовых чисел $J^{max}=16$ и $K_a^{max}=3$. Среднеквадратичное отклонение составило $0,007\text{ см}^{-1}$ при числе параметров 23 и числе уровней 71.

PHD_2 — плоский асимметричный волчок и группа симметрии PHD_2 изомерна симметрии C_s . Как было ранее получено [3], частоты n_3 n_4 ($n=1,2,\dots$) фундаментальных и обертоновых полос PHD_2 , связаны с колебательным возбуждением связи P-H. Состояния $(00n000)$ и $(000n00)$ и, следовательно, рассматриваемое состояние $(00nn00)$ имеют симметрию A' . Поэтому были исследованы b - и c -типы переходов, эти переходы более интенсивные. Т.к. исследуемая полоса является «темной», т.е. она вносит большой вклад в резонансное взаимодействие с другими близко расположенными полосами (n_2 и n_5), то следует при исследовании использовать гамильтониан резонансных взаимодействий

Список публикаций

[1] A.T. Tokunaga, R.F. Knacke, S.T. Ridgway, L. Wallace, *Astrophys.J.* 232 (1979) 603–615.

[2] O.N. Ulenikov, H. B̄urger, W. Jerzembeck, G.A. Onopenko, E.S. Bekhtereva, O.L. Petrunina, *J.Mol.Struct.* 599 (2001) 225–237.

[3] Dong Wang, Qiang Shi, Qing-Shi Zhu, *J. Chem. Phys.* 112 (2000)9624–9631.