

Міністерство освіти і науки України  
Одеський національний університет імені І.І. Мечникова  
Факультет математики, фізики та інформаційних технологій

74 - а звітна  
студентська наукова конференція  
Одеського національного університету імені І.І.Мечникова

Тези доповідей  
Секції  
**Фізики та астрономії**

Друкується за рішенням  
Вченої ради ФМФІТ

Редактор - доктор ф.-м.н. Ніцук Ю.А.

25 квітня 2018 р.

О д е с а

# СЕКЦІЯ ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ І ДІЕЛЕКТРИКІВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

(кафедра експериментальної фізики)

## МЕТОДИ ОТРИМАННЯ ПЛІВОК ZnO

*Булига Ю. Арікова Я.*

*Науковий керівник к.ф.-м. н., доц. – Чебаненко А.П.*

Унікальні оптичні, механічні та п'єзоелектричні властивості оксиду цинку (ZnO) визначають перспективність даного матеріалу для розробки нових пристроїв опто- і наноелектроніки, таких як ультра-фіолетові детектори, польові емісійні дисплеї, тонкоплівкові транзистори, сонячні елементи, біосенсори, тощо. Методи отримання тонких плівок ZnO можна розділити на наступні: магнетронного напилення, хімічне осадження з газової фази металоорганічних сполук, золь-гель процес, анодне окислення, термічне випаровування і імпульсної лазерне осадження. При магнетронному напиленні атоми мішені вибиваються високоенергійними іонами і осідають на поверхні підкладки. Метод характеризується труднощами в забезпеченні однорідності мікроструктури і складу плівки по площі підкладки. До теперішнього часу розроблені різні способи підвищення якості плівок, одержуваних цим методом.

При хімічному осадженні з газової фази металоорганічних сполук потоки газів, що містять всі необхідні компоненти з'єднання, вступають в хімічну реакцію на поверхні нагрітої підкладки, в результаті чого формується плівка. Незважаючи на труднощі підбору необхідних вихідних металоорганічних з'єднань і складність протікають хімічних реакцій, цей метод дозволяє знизити температуру підкладки (<500 ° C) і забезпечити великі швидкості росту.

В основі золь-гель методу отримання плівок лежать реакції гідролізу і поліконденсації металоорганічних з'єднань, що ведуть до утворення метал-кисневого каркасу, поступове розгалуження якого викликає послідовні структурні зміни за схемою розчин-золь-гель-оксид. Оптимізація умов приготування вихідних колоїдних розчинів і формування плівок забезпечується шляхом статистичного контролю властивостей вихідних розчинів і утворюються при їх випаровуванні порошків, а також властивостей плівок, що формуються шляхом даних розчинів. Ця технологія має ряд недоліків і проблем, пов'язаних з високою вартістю вихідних матеріалів і великій усадці гелів при сушінні і спіканні.[1]

При анодному окисленні плівки оксидів формуються за рахунок процесів анодної поляризації в кисневмісних середовищах з іонною провідністю. В якості таких кисневмісних середовищ виступають електроліт або плазма газового розряду в кисні. До переваг методу відносяться: простота реалізації, можливість отримання оксидів в нерівноважних умовах з утворенням стабільних хімічних фаз. Однак процес має низьку чистоту, що зумовлює низьку відтворюваність параметрів.

Термічне (вакуумне) напилення ділиться на 3 основних етапи: перехід речовини з конденсованої фази (твердої або рідкої) в газоподібну, перенесення газоподібної речовини в сторону підкладки, конденсація парів речовини на поверхні підкладки. Головними перевагами методу є його простота і можливість отримання чистих

плівок. Недоліками є складність напilenня тугоплавких матеріалів і труднощі (а іноді неможливість) відтворення на підкладці хімічного складу матеріалу, випаровуваної речовини.

В останні роки активно розвивається метод імпульсного лазерного осадження (ІЛО). Лазерний промінь фокусується на мішені, випаровувані атоми якої переносяться на підкладку, де росте плівка. Унікальною особливістю методу ІЛО є висока кінетична енергія випаровування частинок, яка сильно залежить від довжини хвилі і щільності потужності випромінювання. Імпульсне лазерне осадження має наступні переваги в порівнянні з іншими методами: - випаровувані частинки (атоми і іони) мають більш високу кінетичну енергію, отже, наноструктури з високою поверхневою адгезією і кристалічною досконалістю можуть бути отримані на підкладках при порівняно низькій температурі; - матеріали зі складною стехіометрією можуть бути отримані в одному процесі, оскільки при взаємодії «лазер - мішень» відбувається одночасне випаровування частинок з поверхні мішені. Однак через дефіцит більш легких і рухомих елементів (таких як кисень) може відбуватися Нестехіометричні осадження. Використання відповідного робочого газу може компенсувати цей дефіцит; - можливість створення багатшарових структур, завдяки використанню системи з декількох мішеней; - істотно спрощується технологія введення легуючих добавок; - низька швидкість осадження дозволяє контролювати товщину одержуваних наноструктурованих плівок; - ІЛО дозволяє отримувати нанокристалічні плівки з контрольованими параметрами в широкому діапазоні. Основні недоліки методу ІЛО полягають у наступному: - разом з плівкою можуть осідати великі освіти в вигляді крапель і частинок. Однак ретельний вибір параметрів осадження (довжина хвилі і щільність енергії лазерного випромінювання, частота повторення імпульсів, тиск) і використання камери спеціальної геометрії, дозволяють знизити або виключити цю проблему; - неоднорідність товщини профілю осадження. Однак, рівномірна товщина плівки (параметри структури) може бути досягнута зміною положення підкладки щодо мішені (наприклад, рухом підкладки).[2]

#### *Литература:*

1. Петров В.В. Технология формирования нанокompозитных материалов золь-гель методом / В.В. Петров, Н.К. Плуготаренко, А.Н. Королев, Т.Н. Назарова.— Таганрог, 2011. – 156 с.
2. Замбург Евгений Геннадьевич. Разработка и исследование технологических основ формирования наноструктурированных пленок ZnO. Таганрог – 2015 31 с.

## ДЕТЕКТУВАННЯ ОХРАТОКСИНУ ТА АФЛАТОКСИНУ НА POR-SI ПЛАТФОРМІ.

Ю. Мельник

Науковий керівник – д. ф. - м. н., проф. В. А. Сминтина

Технічний керівник – В. Миндрул

Було розроблено чутливий, економічно ефективний і порівняно швидкий метод для визначення низьких концентрацій Ochratoxin A (OTA) та Aflatoxin B<sub>1</sub> (AfB<sub>1</sub>) та був виконаний аналіз чутливості до даних мікотоксинів. Біосенсор для виявлення OTA був виконаний на пористому кремнії (por-Si), виготовленому хімічним неелектролітичним травлення (MACE) та модифікований антитілами проти OTA (анти-OTA). Біосенсор для виявлення AfB<sub>1</sub> оснований на пористому кремнію (por-Si), покритому тонким золотим шаром (Au) і модифікованим антитілами проти AfB<sub>1</sub> (анти-AfB<sub>1</sub>). Поверхня por-Si була покрита шаром золота 30 нм (por-Si / Au) за допомогою методів електрохімічного та хімічного осадження: por-Si / Au (El.) і por-Si / Au (Chem.). Зміни інтенсивності фотолюмінесценції після взаємодії іммобілізованих анти-OTA / анти-AfB<sub>1</sub> з антитілами OTA / AfB<sub>1</sub> були використані як біосенсорний сигнал, що дозволяє чутливо і вибірково виявляти антитіла OTA / AfB<sub>1</sub> в розчині BSA (бичачого сироваткового альбуміну). Чутливість зареєстрованого оптичного біосенсора до антигену OTA / AfB<sub>1</sub> знаходиться в діапазоні від 10<sup>-3</sup> до 10<sup>2</sup> нг / мл.

Основні структурні параметри та склад por-Si досліджували за допомогою рентгенівської дифракції (XRD), скануючої електронної мікроскопії (SEM) та комбінаційної спектроскопії. Фотолюмінісцентна спектроскопія por-Si проводилась при кімнатній температурі та показала широку зону випромінювання з центром у 680 ± 20 нм. Білок А був ковалентно іммобілізований на поверхні por-Si, який на наступних етапах модифікували анти-OTA / anti-AfB<sub>1</sub> та BSA. Оцінено межу детектування (LOD) та діапазон чутливості анти-OTA / Protein-A та anti-AfB<sub>1</sub> / Protein-A por-Si -імуносенсоров. Константа асоціації та вільна енергія Гіббса для взаємодії анти-OTA / Protein-A / por-Si з OTA були розраховані та проаналізовані за допомогою ізотерм взаємодії. Час відгуку імуносенсора на основі OTA / Protein-A / PSi до OTA становив 500-700 с. Аналіз чутливості в даній роботі показав, що por-Si-наноструктури забезпечують чутливість до OTA в діапазоні 0,01-5 нг / мл. Величина LOD становила 0,0015 нг / мл. Ці висновки є дуже перспективними для розробки високочутливих та потенційно переносних імуносенсорів, придатних для швидкого визначення OTA та AfB<sub>1</sub> у продуктах харчування та напоях.

- [1] Y. Melnyk, K. Pavlova, V. Myndrul, V. Smyntyna. "Porous silicon photoluminescence biosensor for rapid and sensitive detection of toxins". *Proceedings of SPIE*
- [2] V. Myndrul, R. Viter, I. Iatsunskyi, V. Smyntyna. "Gold Coated Porous Silicon Nanocomposite as a Substrate for Photoluminescence-based Immunosensor Suitable for the Determination of Aflatoxin B<sub>1</sub>". *Talanta: Volume 182, pp. 1–606 (15 May 2018)*
- [3] V. Myndrul, R. Viter, I. Iatsunskyi, V. Smyntyna. "Porous silicon based photoluminescence immunosensor for rapid and highly-sensitive detection of Ochratoxin A". *Biosensors and Bioelectronics*

# ВПЛИВ ФОТОХІМІЧНОГО ПОВЕРХНЕВОГО ЛЕГУВАННЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВИХ СЕНСОРІВ НА ОСНОВІ *GaAs* P-N ПЕРЕХОДІВ

Коровіченко В.В.

Науковий керівник – кандидат фіз.-мат. наук, доцент Маслєєва Н. В.

Щорічно світова промисловість виробляє більше 180 млн тон аміаку, який є основою для багатьох хімічних добрив. Аміак є високотоксичною речовиною, тому існує гостра потреба контролю його наявності у навколишньому середовищі. В якості сенсорів парів аміаку можна використовувати р-п переходи на основі *GaAs* [1]. При достатньо високій газовій чутливості вони мають багато переваг перед іншими сенсорами, зокрема, не потребують додаткового підігріву для реєстрації аміаку та відновлення характеристик.

Досліджено вплив фотохімічної обробки поверхні сіркою на електричні характеристики сенсорів парів аміаку на основі *GaAs* р-п переходів. Сульфідна обробка проводилася у 30% водному розчині сульфідіду натрія при освітленні сфокусованим світлом від лампи розжарювання.

Вимірювалися вольт-амперні характеристики прямого і зворотного струмів у повітрі, в парах води та аміаку з різним парціальним тиском до та після обробки поверхні сіркою.

Сульфідна обробка суттєво зменшувала прямі та зворотні струми, виміряні у повітрі. Зменшення надлишкового прямого і тунельного зворотного струмів після фотохімічної обробки поверхні сіркою можна пояснити зменшенням щільності поверхневих станів внаслідок видалення шару природного оксиду та утворення сполуки  $Ga_2S_3$ . [2,3].

Основною причиною суттєвого зростання струмів р-п переходів в парах аміаку є утворення поверхневого провідного каналу n – типу в р – області під дією електричного поля іонів аміаку, що адсорбувалися на поверхні.

Газова чутливість р-п переходів визначалася як відношення додаткового струму, що з'являвся в парах аміаку при фіксованій напрузі, до зміни парціального тиску цих парів. Чутливість р-п переходів до парів аміаку після фотохімічної обробки поверхні сіркою різко збільшувалася. Це може свідчити про збільшення кількості вільних електронів у поверхневому провідному каналі.

Результати дослідження показали, що існує оптимальна тривалість фотохімічної сульфідної обробки поверхні, яка супроводжується найбільшим зростанням чутливості р-п переходів на основі *GaAs* до парів аміаку.

## Література

1. Р-п переходи на основі *GaAs* як селективні газові сенсори./ Птащенко О.О., Артеменко О.С., Маслєєва Н.В., Птащенко Ф.О.// Вісник Черкаського державного технологічного університету – 2006. – Спецвипуск. – С. 228–240.
2. Халькогенидная пассивация поверхности полупроводников  $A^{III}B^V$ / Бессолов В.Н., Лебедев М.В. // Физика и техника полупроводников – 1998. – Т.32. – В.11. – С.1281–1298.
3. Исследование влияния сульфидной и ультрафиолетовой обработок поверхности *n-i-GaAs* на параметры омических контактов. / Авдеев С.М., Ерофеев Е.В., Кагадей В.А. // Физика и техника полупроводников – 2011. – Т.45. – В.8. – С.1056–1061.

# ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ СИНТЕЗА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СУЛЬФИДА КАДМИЯ НА ИХ ОПТИЧЕСКИЕ И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА

Дорошенко А.В.

Научные руководители к.ф.-проф.- Смытнына В.А; доц.- Скобеева В.М.

Оптические и люминесцентные свойства полупроводниковых квантовых точек (КТ) являются предпосылкой для их широкого практического применения. Благодаря большому диапазону длин волн возбуждения люминесценции, фотохимической стабильности, интенсивности свечения в видимой области спектра, КТ постепенно заменяют органические красители в различных применениях, в которых используются их излучательные свойства. Это светодиоды, люминесцентные биомаркеры, визуализация внутриклеточных процессов и т.д. Среди различных физических и химических способов получения КТ самым популярным является коллоидный метод. Он отмечается контролируемой управляемостью, относительной простотой и допускает использование водных растворов, что является удобным при медицинском применении. Квантовые точки, полученные таким методом, обладают широкими полосами люминесценции, охватывающими весь диапазон видимой области спектра.

В данной работе исследуется влияние процессов старения на оптические и люминесцентные свойства КТ сульфида кадмия, выращенных в водном растворе желатины из водных растворов солей кадмия и серы в результате обменной химической реакции. Средний радиус полученных КТ CdS ( $4,0 \pm 0,2$  нм) оценивался из спектров оптического поглощения с помощью выражений для порогового значения энергии между зонного поглощения в наноразмерных объектах.

Были измерены спектры поглощения образцов после старения и найдена ширина запрещенной зоны каждого образца. Пороговое значение энергии между зонного поглощения с течением времени уменьшается, что свидетельствует о увеличении радиуса КТ в коллоидном растворе. Так же об этом свидетельствует спектр люминесценции, приведенный на рис. 1

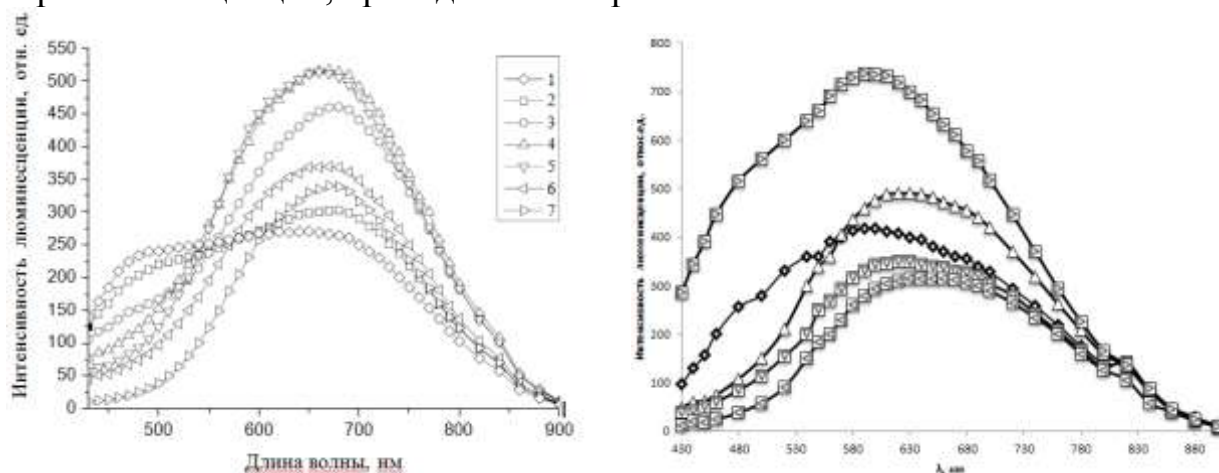


Рис.1 Влияние процесса старения на спектр люминесценции разных образцов CdS (слева – свежие образцы, справа – в процессе старения).

# СЕКЦІЯ ХІМІЧНОЇ ФІЗИКИ, ТЕПЛОФІЗИКИ ТА ФІЗИКИ ГОРІННЯ

(кафедри загальної та хімічної фізики та теплофізики)

## ДЗЕТА-ПОТЕНЦІАЛ НАНОФЛЮИДІВ $Al_2O_3$ -ІЗОПРОПАНОЛ

*Розізнаний М.В.*

*Науковий керівник д.ф.-м. наук, проф. – Гоцульський В. Я.*

У дисперсних системах на поверхні частинок (на кордоні розділу частинка-дисперсійне середовище) виникає подвійний електричний шар (ПЕС). Подвійний електричний шар являє собою шар іонів, що утворюється на поверхні частинки в результаті адсорбції іонів з розчину або дисоціації поверхневих сполук. Поверхня частки набуває шар іонів певного знака, рівномірно розподілений по поверхні і створює на ній поверхневий заряд. Ці іони називають потенціаловизначними (ПВІ). До поверхні частинки з рідкого середовища притягуються іони протилежного знаку, їх називають противоіонами (ПІ).

Таким чином, подвійний електричний шар складається з потенціаловизначних іонів і шару протиіонів, розташованих в дисперсійному середовищі. Шар протиіонів складається з двох шарів:

- Адсорбційний шар (щільний шар), що примикає безпосередньо до міжфазної поверхні. Даний шар формується в результаті електростатичної взаємодії з потенціаловизначними іонами і специфічної адсорбції.
- Дифузний шар, в якому знаходяться протиіони. Ці протиіони притягуються до частинки за рахунок електростатичних сил. Товщина дифузного шару залежить від властивостей системи і може досягати великих значень.

При русі частинки подвійний електричний шар розривається. Місце розриву при переміщенні твердої і рідкої фаз одна відносно іншої називається площиною ковзання. Площина ковзання лежить на кордоні між дифузними і адсорбційними шарами, або в дифузному шарі поблизу цієї межі. Потенціал на площині ковзання називають електрокінетичним або дзета-потенціалом ( $\zeta$ -потенціал).

Теорії подвійного електричного шару широко використовуються для інтерпретації поверхневих явищ. Однак не існує прямих методів вимірювання потенціалів на кордоні адсорбційного шару. Для кількісного визначення величини електричного заряду в подвійному електричному шарі широко використовується дзета-потенціал. Дзета-потенціал не дорівнює адсорбційному потенціалу або поверхневому потенціалу в подвійному електричному шарі. Проте, дзета-потенціал часто є єдиним доступним способом для оцінки властивостей подвійного електричного шару. Знання дзета-потенціалу важливо в багатьох областях виробничої та дослідницької діяльності.

Важливість дзета-потенціалу полягає в тому, що його значення може бути пов'язано зі стійкістю колоїдних дисперсій. Дзета-потенціал визначає ступінь і характер взаємодії між частинками дисперсної системи.

Для молекул і частинок, які досить малі, високий дзета-потенціал буде означати стабільність, тобто розчин або дисперсія будуть стійкі по відношенню до агрегації. Коли дзета-потенціал низький, тяжіння перевищує відштовхування, і стійкість дисперсії буде порушуватися. Так, колоїди з високим дзета-потенціалом є електрично стабілізованими, в той час, як колоїди з низьким дзета-потенціалом схильні коагулювати або флокулювати.

Для вимірювання дзета-потенціалу використовується метод електрофоретичного розсіювання світла. Цей метод заснований на методі динамічного розсіювання світла в конфігурації лазерного доплерівського анемометра (ЛДА), який використовується для вимірювання швидкостей потоків рідини і газу.



# УСТАНОВЛЕНИЕ РАВНОВЕСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЭПИТРОПНО-ЖИДКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ СПЕКТРАЛЬНЫМИ МЕТОДАМИ

Прусова Н. С.

Научный руководитель - д. ф.-м. н. Б. А. Алтоиз

Эпитропные жидкие кристаллы (ЭЖК) [1] – это квазимезогенное состояние, которое может возникать на лиофильной подложке в немезогенных органических жидкостях. Изучение свойств таких ориентационно упорядоченных приповерхностных слоев необходимо для понимания их природы и, ввиду их значения в процессах трения, для повышения противоизносных свойств смазки в триадах трения механизмов.

Важные для последней задачи физические параметры ЭЖК экспериментально можно определять оптическими и реологическими методами. В последних устанавливаются свойства ЭЖК слоев непосредственно в триаде трения при сдвиговом течении ее жидкой смазочной прослойки. Существенным же преимуществом оптических методов является то, что они позволяют измерять равновесные свойства ЭЖК слоев - в отсутствие их разрушающего течения. Поэтому именно эти оптические – спектральные методы [2]: измерение оптической анизотропии (ДЛП) клиновидной, содержащий ЭЖК слой прослойки жидкости, и прямой более информативный метод исследования дихроизма электронных полос поглощения «гостя» и были использованы в настоящей работе для установления температурной зависимости равновесной толщины  $d$  ЭЖК слоя одного из базовых компонент моторных масел -  $n$ -тридекана на металлической подложке. Обоиими методами был установлена гомеотропная ориентация молекул (имеющих вид «стержней») препарата и искомая температурная зависимость  $d(\Delta T = T - T_{пл})$ , где  $T_{пл}$  – температура плавления алкана. Из рис. видно, что эта установленная зависимость

хорошо описывается и теоретической моделью [3].

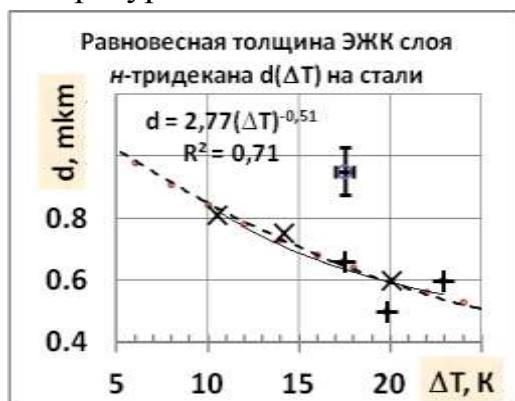


Рис. Экспериментальная зависимость (и уравнение ее тренда) от  $\Delta T = T - T_{пл}$  «равновесной» толщины  $d$  ЭЖК слоя  $n$ -тридекана на стали. Получена из измерений: + оптической анизотропии (ДЛП) и x - дихроизма (методом «гость-хозяин») его прослоек. Штриховая линия – расчет по статистической модели ЭЖК [3]  $n$ -тридекана.

1. Б. В. Дерягин, Ю. М. Поповский, Б. А. Алтоиз //Открытия и изобретения. – 1991. №12. С. 1.
2. Алтоиз Б. А., Поповский Ю.М. Физика приповерхностных слоев жидкости. Одесса: Астропринт. – 1996 – 153 с.
3. В.А. Altoiz, V.N. Bondarev, E.A. Shatagina, S.V. Kiriyan. *Technical Physics*, vol. 59, No.7, pp. 1003–1006 (2014).



# ТЕПЛОФИЗИКА БЕСПЛАМЕННОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ С ПРИМЕСЯМИ ГОРЮЧИХ ГАЗОВ НА ЧАСТИЦАХ И ПРОВОЛОКАХ МЕТАЛЛОВ И ИХ ОКСИДОВ

Сикорский М. В. – магистр 1 курса кафедры теплофизики  
(Научный руководитель: д.ф.-м.н., проф. Калинин В. В.  
Консультант: к.ф.-м.н., доц. Черненко А.С.)

В данной работе аналитически находится период индукции и температура каталитического горения на металлической частице (нити) холодных газозвушных смесей с примесями горючих газов на примере беспламенного горения газозвушных смесей с примесями водорода на платиновой нити. Устойчивое беспламенное горение наблюдается спустя определенное время (период индукции) в результате повышения начальной температуры частицы катализатора выше критической температуры зажигания, которая зависит от приведенного диаметра частицы и концентрации примеси горючего газа (рис.1).

В основном каталитическое зажигание и горение осуществляется при значениях диффузионно-кинетического отношения близким и больше единицы.

Для аналитического определения периода индукции его разделено на две части:

- 1) протекание каталитической реакции в переходной области (от начала помещения в среду до достижения точки  $i'$  – точке перегиба на зависимости температуры катализатора от времени).
- 2) протекание каталитической реакции в диффузионной области (от точки  $i'$  до  $m'$  характеризуется достижением температуры  $T_{m'} = 0.99T_m$  и определяет конец нестационарной стадии горения на высокотемпературный режим каталитического окисления).

В качестве безразмерных переменных- температуры и времени удобно выбрать величины, которые применялись Франк-Каменецким. Отличительной особенностью здесь является использование в качестве характерной температуры критической стационарной температуры

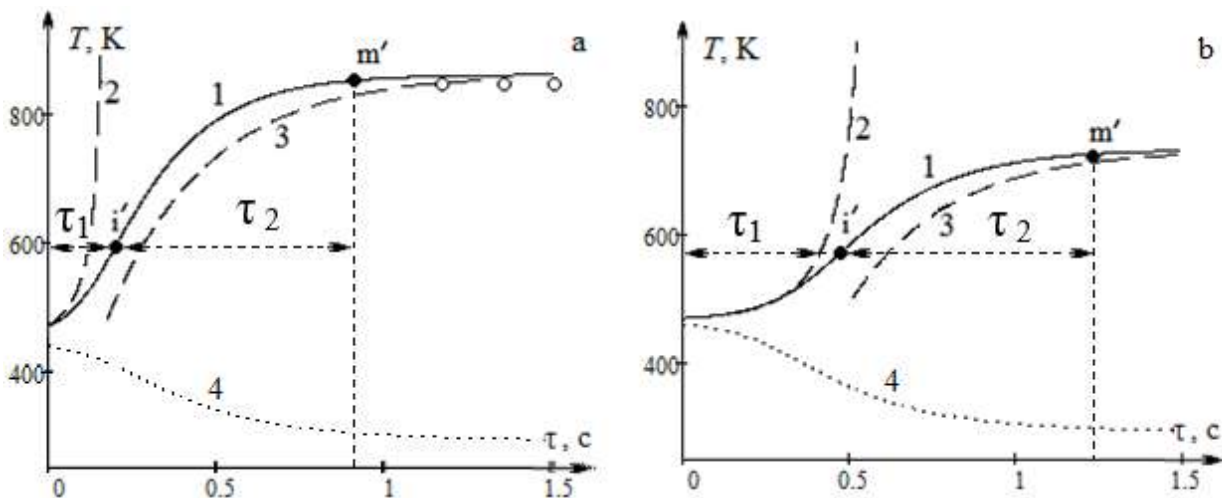


Рис. 1. Временные зависимости температуры платиновой проволоки в газовой смеси температуры  $T_g = 293\text{K}$  с примесью водорода а)  $Y_a = 0.19\%$  и б)  $Y_a = 0.15\%$ . Диаметр проволоки 0.1 мм, число Шервуда  $Sh = 0.5$ . Приведенный диаметр 0.2 мм.

а) начальная температура проволоки  $T_{b1} = 470\text{ K}$ , температура зажигания  $T_f = 448\text{ K}$ .

б) начальная температура проволоки  $T_{b1} = 470\text{ K}$ , температура зажигания  $T_f = 467\text{ K}$ .

Кривая 1 – численное решение; кривые 2 и 3 – приближенное аналитическое решение.

Кривые 4. Тоже, но а)  $T_{b2} = 440\text{ K}$ , б)  $T_{b2} = 460\text{ K}$

зажигания  $T_f$ . Кроме нее параметром является значение диффузионно-кинетического отношения при температуре зажигания  $Se_f$ .

Критическое значение начальной температуры катализатора лежит в пределах между температурами каталитического самовоспламенения (*self-ignition*) и погасания (*extinction*) данной газовой смеси на данном катализаторе:  $T_i < T_f < T_e$ . Это позволило аналитически ее определить, используя две области:  $Se_f < 1$  и  $Se_f > 1$ .

Результаты сравнения аналитических выражений с численным результатом для различных концентраций примеси горючего газ показал удовлетворительное согласование по временам стадий периода индукций (рис.1).

Найдены аналитические выражения для длительности каждой из стадий (табл. 1, 2), которые позволяют оценить влияние концентрации примеси горючего газа и приведенного диаметра частицы (проволоки) катализатора на период индукции и температуру беспламенного горения газовой смеси.

**Таблица 1.** Влияние концентрации водорода  $Y_a$  на длительность стадий задержки каталитического зажигания газовой смеси на платиновой нити ( $T_b = 470$  К,  $d_* = 200$  мкм,  $T_g = 293$  К).

$Y_a, \%$	$T_f, \text{K}$	$T_m, \text{K}$	$Se_f$	$\tau_1 / \tau_{1(1)}, \text{c}$	$\tau_2 / \tau_{2(1)}, \text{c}$	$\tau_{\text{ind}} / \tau_{\text{ind}(1)}, \text{c}$
0.19	448	862	0.4	0.16/0.20	0.76/0.71	0.93/0.91
0.15	467	730	0.72	0.56/0.47	0.69/0.68	1.24/1.16

**Таблица 2.** Влияние приведенного диаметра нити на длительность стадий задержки каталитического зажигания газовой смеси с примесью водорода на платиновой нити ( $T_b = 470$  К,  $Y_a = 0.19 \%$ ,  $T_g = 293$  К).

$d_*, \text{мкм}$	$T_f, \text{K}$	$T_m, \text{K}$	$Se_f$	$\tau_1 / \tau_{1(1)}, \text{c}$	$\tau_2 / \tau_{2(1)}, \text{c}$	$\tau_{\text{ind}} / \tau_{\text{ind}(1)}, \text{c}$
200	448	862	0.4	0.16/0.20	0.76/0.71	0.93/0.91
400	384	863	0.262	0.39/0.44	3.44/3.04	3.83/3.48
1000	381	864	0.158	1.19/1.35	20.80/19.62	22.00/20.97

В таблице представлены зависимости температуры беспламенного горения от концентрации, и величины периода индукции от диаметра катализатора.

Из таблицы видно, что незначительное уменьшение концентрации горючего вещества (на 0,04%) влечет за собой линейное увеличение стационарной температуры горения, однако длительность первой стадии периода индукции резко увеличивается (в 3,5 раза).

Проанализируем влияние диаметра катализатора. Мы видим, что с ростом диаметра (увеличение в 5 раз), стационарная температура горения практически не меняется, длительность первой стадии периода индукции увеличивается в 15 раз, величина второй стадии увеличивается в 28 раз.

### Литература

Kalinchak V.V., Chernenko A.S. and Kalugin V.V. Effect of the Concentration of a Combustible Gas on the Limiting Critical Conditions of Its Catalytic Oxidation // Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 88 (3). 737 (2015).

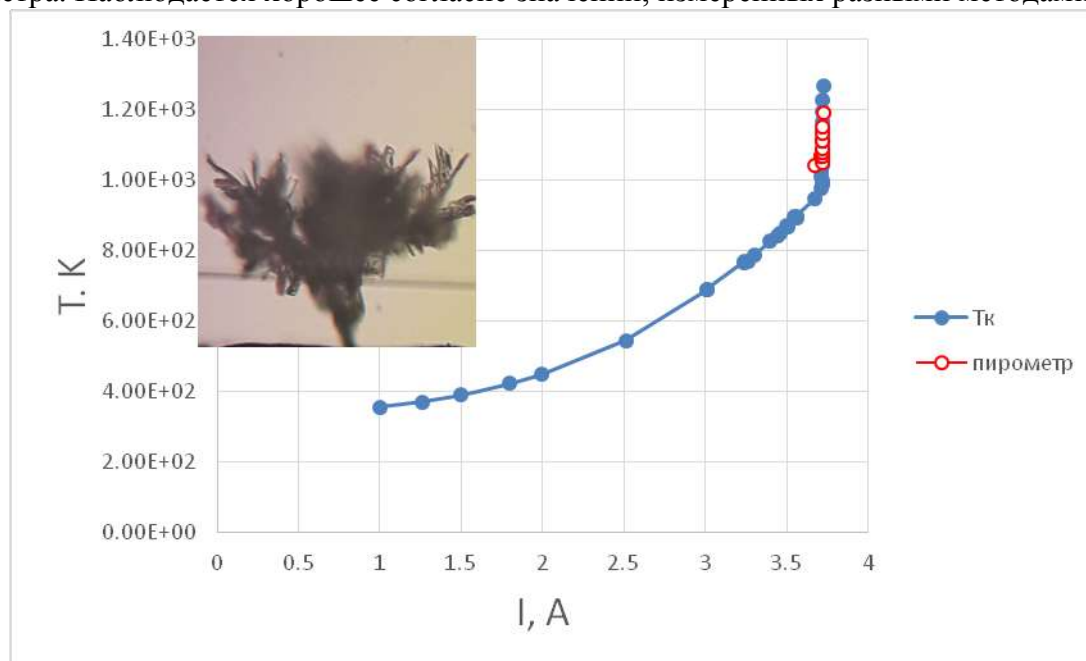
# ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ОКСИДНЫХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ВОЛЬФРАМА

Лисянская М.В

Научный руководитель – доц. С.Г. Орловская

Использование оксидов вольфрама в химической промышленности в качестве катализаторов (дегидратация спиртов, крекинг углеводородов) определяет актуальность исследований температурных режимов и закономерностей их образования. Тонкие пленки оксидов вольфрама можно получать методами химического осаждения, плазменного напыления, однако наиболее экономичным и экологически чистым методом получения оксидов является контролируемое высокотемпературное окисление металлической проволоки, нагреваемой электрическим током в регулируемой газовой среде. Целью данной работы является изучение температурных режимов и кинетики образования кристаллов оксида вольфрама на поверхности вольфрамового проводника, нагреваемого электрическим током в воздухе, а также исследование фрактальной размерности разветвленных оксидных образований.

Исследования проводились с вольфрамовыми проводниками марки ВА длиной 10 см и диаметром  $d=200\text{мкм}$  на установке, реализующей электротермографический метод. Из температурной зависимости сопротивления проводника определялась его средняя температура. На стадии свечения проводника (при больших токах нагрева) температура одновременно измерялась при помощи яркостного пирометра (типа ЕОП) в фиксированной точке образца. На рис. 1 представлена зависимость квазистационарной температуры вольфрамового проводника от силы нагревающего тока. Кривая 1 соединяет точки, измеренные электротермографическим методом. На вертикальном участке зависимости проставлены точки, полученные при помощи яркостного пирометра. Наблюдается хорошее согласие значений, измеренных разными методами.



При температуре больше 1100К (вертикальный участок) на поверхности проводника наблюдалось появление отдельных образований – зародышей кристаллов оксида вольфрама, которые с течением времени разрастались в ветвистые образования (рис.1, фрагмент). Был проведен расчет фрактальной размерности ( $D$ ) полученных структур на различных этапах роста по принципу покрытия объекта. Получено: для начальной стадии образования кристаллов  $D=1.07$ , затем наблюдались кристаллы с  $D=1.4$ , а при длительном окислении для ветвистых структур было получено  $D=1.6$ . Проведенный анализ показал, что  $D=1.4$  соответствует броуновскому движению «кластер-кластер», а  $D=1.6$  броуновскому движению «частица-кластер».

## Звукова реєстрація стану щурів при експериментах на пожежонебезпечність

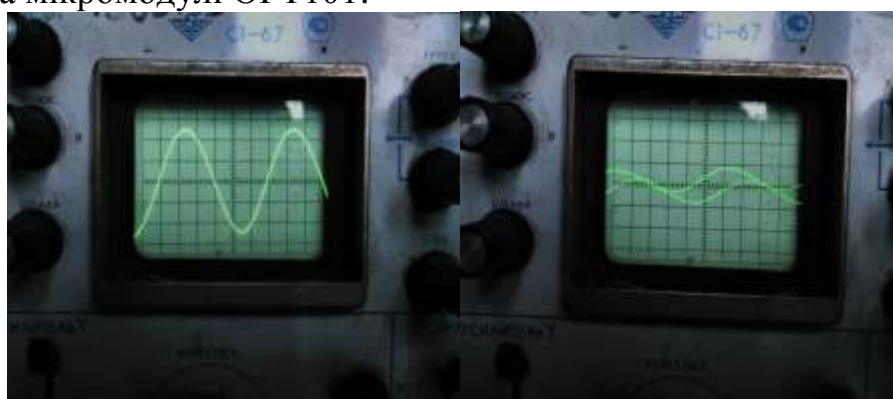
Ільїна Олександра

Науковий керівник д. ф.-м. н., проф. Гоцульський В. Я.

Лабораторних тварин використовують для експериментальної чи виробничої практики: діагностики захворювань, моделювання різноманітних фізіологічних і патологічних станів, вивчення фармакологічної активності та токсичності лікувально-профілактичних препаратів, хімічних і фізичних факторів, тощо. Сучасний медичний та біологічний експеримент, у якому присутні лабораторні тварини, в першу чергу щури та миші, базується на об'єктивному оцінюванні стану тварин по цитології тканин після їх розтину та по аналізам крові, що береться, зазвичай відтинанням кінця хвоста. Ці дані отримуються травмуванням тварин. Більш об'єктивною була б клінічна картина їх стану, що отримана безконтактно, наприклад, оцінюванням їх сигналів, в першу чергу, акустичних. Інформативні дані про стан тварин можуть бути отримані шляхом вимірювання їх вокалізації, істотна частина якої представлена в ультразвуковому діапазоні. Ультразвукова вокалізація (УЗВ) може служити критерієм оцінки поточного стану тварин, що може поряд зі звичними методами лабораторного аналізу (кров, цитологія і т.п.) бути потужним методом в лабораторних медичних і біологічних дослідженнях.

Базова проблема – складність та велика коштовність реєструючого обладнання для УЗ-сигналів. Метою роботи є аналіз матеріалів та протоколів дослідження стану тварин в експериментах, у тому числі з пожежонебезпеки, на основі їх поведінки та реакцій та запропонувати протокол на базі реєстрації УЗ-сигналів тварин розробленим оригінальним оптичним інтерференційним мікрофоном.

Запропонований лазерний інтерференційний мікрофон реалізовано та протестовано, його чутливість достатня для фіксації сигналів лабораторних щурів, діапазон яких отримано при аналізі літературних джерел. Оптичний приймальний блок, виконано на мікромодулі ОРТ101.



а)

б)

Рис. Осцилограми сигналів: а) напруга на генераторі та задаючої п'єзокераміці частотою 50кГц; б) електричний сигнал, отриманий спекловим мікрофоном.

**СЕКЦІЯ ТЕОРЕТИЧНОЇ ФІЗИКИ ТА АСТРОНОМІЇ**  
**(кафедра теоретичної фізики та астрономії)**  
**МОДЕЛЬ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОВІДНОСТІ КОМПОЗИТНИХ**  
**ПОЛІМЕРНИХ ЕЛЕКТРОЛІТІВ**

*Бабій К.А.*

*Науковий керівник – к.ф.-м.н., доц. Сушко М. Я.*

Композитні полімерні електроліти (КПЕ) — сучасні електропровідні матеріали, які готуються диспергуванням непровідних частинок розмірами 10нм – 10μм в речовину типу полімер-сіль з іонним типом провідності. КПЕ поєднують у собі поліпшені механічні та електричні властивості і використовуються, зокрема, для вдосконалення літєвих акумуляторів.

Завершеної кількісної теорії провідності КПЕ не існує. Теоретичне дослідження цих систем є складним через: 1) суттєву неоднорідність таких систем та труднощі моделювання їх структури; 2) необхідність врахування багаточастинкових ефектів.

На сьогодні встановлено, що поліпшена електрична провідність КПЕ ( $\sigma \sim 10^{-5} \div 10^{-3} \text{См} \cdot \text{см}^{-1}$ ) спричинена утворенням провідного міжфазного шару аморфізованого полімеру навколо частинок [1]. Така мікроструктура може бути врахована в рамках моделі дисперсної системи, що складається з твердих частинок із проникними оболонками. Ефективний аналіз провідності такої моделі може бути виконаний в рамках методу компактних груп неоднорідностей [2].

В даній роботі модель [2] поширюється на випадок неоднорідного міжфазного шару. Для простоти вважається, що міжфазний шар складається з трьох підшарів. Кожен підшар характеризується товщиною та провідністю, що залежить від температури за емпіричним законом Вогеля-Тамана-Фульчера (ВТФ). Значення параметрів у цьому законі для кожного підшару визначаються обробкою експериментальних концентраційних залежностей ефективної провідності для трьох температур. На основі отриманих числових значень цих параметрів обчислюються температурні залежності ефективної провідності КПЕ для різних концентрацій наповнювача.

Показано, що запропонована модель здатна відтворювати як концентраційні, так і температурні залежності реальних КПЕ. Зокрема, результати роботи використано для аналізу експериментальних даних [3], отриманих для РЕО-NNРААМ- $\text{LiClO}_4$  та ОМРЕО-NNРААМ- $\text{LiClO}_4$  в інтервалі об'ємної концентрації частинок 0-50%, і температури 250-400 К. Обговорено фізичний зміст параметрів у законі ВТФ.

[1] W. Wiczorek and M. Siekierski, in Nanocomposites. Ionic Conducting Materials and Structural Spectroscopies, ed. by P. Knauth and J. Schoonman (Springer, New York, 2008), 1–70.

[2] M.Ya. Sushko, A.K. Semenov. *Condens. Matter Physics*, 16 (2013) 13401: 1–10.

[3] W. Wiczorek, A. Zalewska, D. Raducha, Z. Florjanczyk, J. R. Stevens. *Macromolecules* 1996, 29, 143-155.

## ПРОГРАМА MAVKA ДЛЯ ОБРОБКИ СПОСТЕРЕЖЕНЬ ЗМІННИХ ЗІР РІЗНИХ ТИПІВ. ДЕЯКІ РЕЗУЛЬТАТИ

*Андрич К.Д.*

*Науковий керівник – к.ф.-м. н., доц. Марсакова В.І.*

Спостереження різноманітних типів змінних зір дозволяють нам отримувати інформацію про структуру та еволюцію зір, адже в таких об'єктах зміни блиску досить швидкі, та ми можемо ставити їм у відповідність різноманітні фізичні процеси, що відбуваються з цими зорями [1].

Для затемнюваних та пульсуючих зір досить часто проводять спостереження у вигляді коротких серій поблизу екстремуму блиску, бо саме ця частина кривої блиску (залежності блиску від часу) несе найбільшу кількість корисної інформації. З таких наборів даних необхідно визначити момент та зоряну величину самого екстремуму з відповідними похибками, також можливе визначення й інших параметрів, наприклад тривалості повного затемнення, якщо таке відбувається. Ці дані потім використовують для побудови О-С діаграм (тобто різниці між спостережуваними та розрахованими згідно періоду екстремумами), а також уточнення періоду таких об'єктів. Така обробка дозволяє визначити, до якого типу належить об'єкт, які процеси у ньому відбуваються, а також побудувати теоретичну модель зоряної системи чи зорі. На підставі тривалості мінімумів знаходять радіуси компонентів подвійної системи, виражені в частках великої півосі орбіти, тому що тривалість затемнення пропорційна діаметрам зір.

Для визначення таких параметрів створено програму MAVKA. Вона дозволяє визначити момент екстремуму на обраному інтервалі поблизу екстремуму блиску, а також і тривалість пласкої частини мінімуму, якщо така спостерігається. У основі програми лежать методи найменших квадратів та диференційних поправок для визначення лінійних та нелінійних коефіцієнтів різноманітних апроксимацій:

1. Поліноміальна апроксимація різних ступенів.
2. Апроксимація симетричними поліномами лише парних ступенів.
3. Апроксимація, запропонована професором Mikulášek Z [2].
4. Апроксимація New Algol Variable [3].
5. "Wall-Supported Polynomial" (WSP) різних ступенів (це парабола (WSP), константа (WSL) чи «асимптотична» парабола (WSAP) з «стінами», що відповідають більшому нахилу низхідної та висхідної гілок даних. Такі апроксимації розширюють параболічне лінійне наближення шляхом додавання «стін» з формою, що асимптотично доповнює зміни кривої).

6. «Параболічний сплайн» (спостереження поблизу екстремуму апроксимують параболою, а гілки - враховуючи додаткові квадратичні члени).

В рамках роботи провели порівняння застосування реалізованих методів до визначення моментів екстремумів різних типів змінних зір: пульсуючих (T Cep, V 2551 Cyg) та затемнюваних подвійних (V0523 Cas та ін.) та проведено аналіз отриманих даних.

Розрахунки параметрів за цією програмою використано для побудови О-С діаграм та уточнення періодів змінних зір T Cep, V2551 Cyg, V0523 Cas та інших, в тому числі в опублікованих роботах [4], [5].

- [1] Андронов И. Л., Чинарова Л. Л. Строение и эволюция переменных звёзд. – Одеса: ОНУ, 1992, 84с.
- [2] Mikulášek Z.: 2015, A&A, 584A, 8
- [3] Андронов И.Л. Сравнительный анализ феноменологических аппроксимаций кривых блеска затменных двойных звезд с дополнительными параметрами / Андронов И.Л., Ткаченко М.Г., Чинарова Л.Л. // Астрофизика. – 2017. – 60 (1), pp. 69-82.;
- [4] Tvardovskyi, D. E., Marsakova, V. I., Andronov, I. L., Effects of the Mass Transfer and Presence of the Third Components in Close Binary Stellar Systems// Odessa Astronomical Publications, vol. 30, p. 135 (2017)
- [5] Savastru, S. V.; Marsakova, V. I.; Andrych, K. D.; Dubovsky, P., Improved Ephemeris of Poorly Studied Eclipsing Binary GSC 3950-00707 = 2MASS J20355082+5242136// Odessa Astronomical Publications, vol. 30, p. 126 (2017)



## ВАРІАЦІЇ ПЕРІОДІВ ЗАТЕМНЮВАНО-ЗМІННИХ ЗІР ТА МОЖЛИВА КРАТНІСТЬ ЦИХ ЗОРЯНИХ СИСТЕМ

*Твардовський Д. Є.*

*Науковий керівник – к.ф.-м.н. Марсакова В. І.*

За сучасними оцінками 60-80% зір, що ми спостерігаємо на небі, є членами подвійних або кратних зоряних систем [1]. Комплексні дослідження таких систем дають важливу астрофізичну інформацію щодо мас, радіусів зір-компонентів та відстаней до них, а також еволюції кратних зоряних систем і окремих зір у них. Тому, пошук додаткових компонентів зоряних систем є важливим науковим завданням.

Ми дослідили 19 затемнюваних подвійних систем. Кожна з цих зоряних систем є подвійною зорею, компоненти якої обертаються один навколо одного, при цьому зорі розташовані таким чином, що ми можемо спостерігати, як одна зоря закриває іншу, й в цей момент спостерігається мінімум блиску системи. Період повторення мінімумів блиску є досить точним, але існують деякі фактори, що спричиняють його зміни. До них можуть відноситись: наявність додаткових компонентів системи, зміни відстані між зорями та маси компонентів внаслідок перетікання речовини, обертання лінії апсид у широких парах з помітним ексцентриситетом та інші. Ми вивчали тісні затемнювані системи (типів  $\beta$  Ліри та W Великої Ведмедиці), що мають невеликі циклічні зміни періодів або його постійне зменшення або збільшення. Моменти мінімумів були частково взяті з бази даних BRNO [2], частково визначенні за спостереженнями астрономів-аматорів з бази даних AAVSO [3] за допомогою програми MAVKA [4]. Ми досліджували криві О-С для виявлення та аналізу змін періоду цих систем. Крива О-С – це графік, який показує різницю між спостережуваним ("O") та розрахунковим ("C") моментом мінімальної яскравості. Існує кілька основних випадків форми О-С: лінія, парабола, синусоїда (або інша циклічна) і їх суперпозиція. Якщо О-С представляє горизонтальну лінію, це ідеальний випадок, тому що ми точно знаємо період. Нахилена лінія означає, що є неточність у значенні періоду. Параболічна форма відповідає збільшенню або зменшенню періоду, що може бути спричинено перетіканням речовини між компонентами зоряної системи.

Циклічна форма (наприклад, синусоїдальна) означає періодичні зміни періоду, які можуть бути спричинені присутністю третього компонента в таких системах. Цей компонент, внаслідок його сили тяжіння, змушує два видимі обертатися навколо загального центру мас. Цей рух (внаслідок скінченності швидкості світла) викликає періодичні зміщення моментів мінімальної яскравості, в англійській літературі цей ефект зветься Light-time effect [5]. У багатьох випадках він дає можливість оцінити масу третього тіла та параметри його орбіти за допомогою комп'ютерного моделювання. Параметри циклічних змін О-С з урахуванням параболического тренду було отримано за допомогою програми FDCN-pt, написаної проф. Андроновим І. Л., яка реалізує метод апроксимації тригонометричним поліномом з трендом різних порядків, описаний у [6]. Мінімальну масу третього тіла ми оцінили за допомогою третього закону Кеплера та формули для координати центру мас. Майже для всіх систем вона виявилась досить великою, щоб це тіло вважати зорею.

Якщо система має несинусоїдальну циклічну криву O-C, ми вважаємо, що ця асиметрія обумовлена еліптичною формою орбіти третього компонента і зміною положення. Кожна зоряна орбіта може бути описана за допомогою шести параметрів: велика піввісь, ексцентриситет, три кутових параметри (нахил площини орбіти до площини неба, аргумент периастра, кут положення висхідного вузла) і момент перетину периастра. Нам треба було обчислити ці параметри, зробивши модель кривої O-C у випадку руху навколо центру мас потрійної системи. Для виконання розрахунків ми розробили комп'ютерну програму ELOLTE (ELliptical Orbit – Light-Time Effect) за допомогою мови програмування Python 3.5. Ця програма використовує алгоритм Левенберга-Марквардта, який представляє метод найменших квадратів для нелінійної моделі. Наш алгоритм будує модельну криву O-C для початкових значень параметрів, потім виправляє їх і повторює процедуру, поки сума квадратів відхилень не досягне мінімального рівня. Після виконання розрахунків програма повертає список виправлених орбітальних елементів з їх оцінками помилок і будує картину моделюється та спостережуваної кривої O-C.

Таким чином, ми провели такі розрахунки для 19 затемнюваних подвійних зір. Було отримано:

- мінімальні маси можливих третіх компонентів;
- параметри орбіти третіх компонентів;
- швидкість перетікання речовини для систем з параболічними кривими O-C;
- корекцію періодів для всіх досліджених зір з урахуванням лінійних змін періодів.

[1] Machida M.N. et al. Magneto hydrodynamics of Population III Star Formation. *The Astrophysical Journal*, 2008. vol. 685, Issue 2, pp. 690–704;

[2] [E-resource]. Available from: <http://var2.astro.cz/ocgate/>

[3] [E-resource]. Available from: <https://www.aavso.org/data-download>

[4] Andrych K.D et al. "Asymptotic Parabola" Fits for Smoothing Generally Asymmetric Light Curves. OAP. - 2015. -28. - 158.

[5] Wolf M. Light-time effect as a valuable tool in stellar astrophysics.

*Contributions of the Astronomical Observatory Skalnaté Pleso*, 2014. vol. 43, no. 3, pp. 493-497;

[6] Andronov I.L. Multiperiodic versus Noise Variations: Mathematical Methods. *ASP Conf. Ser.* 2003. vol. 292, pp. 391–400.

## МОДЕЛЮВАННЯ ГІДРОДИНАМІЧНИХ ТЕЧІЙ САМОХІДНИХ ЧАСТИНОК В ОБМЕЖЕНІЙ ГЕОМЕТРІЇ

*Базей О.О.*

*Науковий керівник – д.ф.-м.н., проф. Кулінський В.Л.*

У природі існує безмежне різноманіття взаємодій між живими істотами. Однак багаторічні спостереження показали, що всі живі організми, збираючись в групи, демонструють особливий клас групової взаємодії, в результаті чого було виділено окремий напрямок в біології, що вивчає цей феномен. Колективна поведінка, часто спостерігається як скупчення, широко поширене явище в природі.

Термін колективна поведінка означає синхронний рух взаємодіючих частинок в групі. Поширеними прикладами такої поведінки є: косяки риб, зграї птахів, мурашині рої і пішоходи. Такі організми як клітини і бактерії, так само схильні до колективного руху. Подібна колективна поведінка була недавно виявлена в рухомих «неживих» системах. Прикладами, яких є гранульовані розчини. Подовжені частки на вібруючих поверхнях і тд.

При розробці фізичної моделі в першу чергу необхідно врахувати головні особливості явища і спробувати на максимально простий моделі отримати адекватні результати, що відображають суть явища. Відобразити колективну поведінку на моделі це не проста задача, тому потрібно підходити до неї поступово. Одним з механізмів спрощення є модель частинок у обмеженій геометрії. Змінюючи умови Для досягнення поставленої мети необхідно вирішити такі завдання: поставити ряд комп'ютерних експериментів при різних умовах. Обробити і проаналізувати дані отримані в результаті експериментів.

Ця робота показує один із способів наближення до вирішення надзвичайно складної статистичної задачі про самохідні частинки, теоретичні моделі все ще далекі від ідеалу, та лише дуже умовно демонструють реальні умови.

# ВПЛИВ МІКРОСТРУКТУРИ ДИФУЗІЙНОГО ШАРУ НА ЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ СУСПЕНЗІЙ

Баліка С.Д.

Науковий керівник – к.ф.-м.н., доц. Сушко М.Я.

В даній роботі аналізується вплив мікроструктури дифузійного шару (ДШ), включаючи шар Штерна (тонкий шар адсорбованих іонів на поверхні частинки), колоїдних частинок на електричну провідність суспензії. Для аналізу поставленої задачі узагальнюється модель [1] для частинок з проникним зовнішнім шаром, яка базується на методі компактних груп неоднорідностей та ефективно враховує міжчастинкові кореляційні та електромагнітні ефекти у довгохвильовому наближенні. Метод дозволяє гнучко моделювати мікроструктуру ДШ та виконувати аналіз для різноманітних модельних профілів локальної провідності системи. Відправна формула для знаходження ефективної квазістатичної провідності системи  $\sigma$  має вигляд

$$(1 - \varphi(c, \delta)) \frac{\sigma_0 - \sigma}{2\sigma + \sigma_0} + c \frac{\sigma_1 - \sigma}{2\sigma + \sigma_1} + \int_0^\delta du \frac{\partial \varphi(c, u)}{\partial u} \frac{\sigma_2(u) - \sigma}{2\sigma + \sigma_2(u)} = 0, \quad (1)$$

де, відповідно,  $c$  та  $\varphi(c, \delta)$  – об'ємні концентрації частинок та частинок разом з проникними шарами з відносною товщиною  $\delta$  (відношення товщини шару до радіусу частинки  $R$ );  $\sigma_0$  та  $\sigma_1$  – провідності базової рідини та частинки,  $\sigma_2(u)$  – провідність ДШ, – як функція змінної  $u = (r - R) / R$ , на відстані  $r$  від центра частинки.

Розглядався випадок симетричного 1-1 базового електроліту з одиничними зарядовими числами іонів, у якому дисперговано непровідні частинки. Провідність дифузійного шару моделюється двома способами: 1) однорідний шар з  $\sigma_2(u) = \text{const}$ ; 2) неоднорідний шар з

$$\sigma_2(u) = q n_0 \left[ \mu_+ \exp\left(-\frac{q\psi(u)}{kT}\right) + \mu_- \exp\left(\frac{q\psi(u)}{kT}\right) \right], \quad (2)$$

де  $\psi(u)$  – розподіл потенціалу в дифузійному шарі;  $\mu_+$ ,  $\mu_-$  – рухливості катіонів та аніонів з однаковими концентраціями  $n_0$ ;  $q$ ,  $k$ ,  $T$  – елементарний заряд, стала Больцмана та температура, відповідно. Для опису  $\psi(u)$  використано модель Духіна й інш. [2], що має достатньо широку область застосування, а в граничних випадках різної товщини ДШ асимптотично наближається до стандартних моделей Гуї-Чепмана та Дебая-Хюкелля.

При обробці результатів для систем латексних частинок в електроліті вода-НСІ було показано, що: 1) спрощена модель [3] однорідного ДШ дозволяє ефективно відновити поведінку електричної провідності та оцінити товщину і провідність ДШ; 2) модель неоднорідного ДШ спроможна описати експеримент, якщо припустити існування тонкого високопровідного шару навколо поверхні частинки; 3) останній може бути проявом участі шару Штерна у формуванні провідності системи. Ці твердження перевіряються зараз на інших суспензіях колоїдних частинок.

[1] M. Ya Sushko and A. K. Semenov, *Condens. Matter Physics*, **16**(1): 13401, 2013.

[2] S. Dukhin, N. Semnikhin, and L. Shapinskaj, *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, **193**:385, 1970.

[3] M. Ya Sushko, V. Ya Gotsulskiy, and M. V. Stiranets, *J. Mol. Liquids*, **222**:1051, 2016.

## ПОБУДОВА ПЕРЕЛІТНОЇ ОРБИТИ ДО АСТЕРОХДІВ, ЩО ЗБЛИЖУЮТЬСЯ З ЗЕМЛЕЮ

Горбачова А.С.

Науковий керівник – к.ф.-м.н., доц. Базей О. А.

Астероїди, що зближуються з Землею (АЗЗ) це астероїди, орбіти яких зближуються або перетинають орбіту Землі та мають значення в перигелії менше 1.3 а.о. [1] Зазвичай, міжпланетні космічні перельоти розробляють з побудовою міжпланетних перельотних траєкторій в яких використовуються гравітаційні маневри та принцип мінімального використання палива [2]. Зважаючи на особливості орбіти АЗЗ: значна відмінність орбіти від кругової та значення великої піввісі достатньо близьке до значення великої піввісі Землі [3], виникає можливість здійснення міжпланетного перельоту до АЗЗ.

З великої кількості АЗЗ для моделювання, нами були відібрані близько 30 астероїдів за такими критеріями: потрапляння АЗЗ, при зближенні з Землею, в сферу її дії, значення нахилу орбіти до площини екліптики менше  $5^{\circ}$ , та момент зближення з Землею має бути не пізніше 2050 року. Ми розрахували значення найменшої відстані та геоцентричної швидкості при зближенні.

Надалі ми побудували декілька варіантів перельотної траєкторії космічного апарату (КА) до АЗЗ. Основна вимога до траєкторій: мінімальна зміна швидкості апарату, або мінімальна витрата палива.

В моделі використані два типу кругових та високоеліптичних орбіти очікування КА. Розрахунки виконані в наближенні задачі двох тіл, у припущенні, що керуючі імпульси двигунів штучного космічного апарату є миттєвими.

Метою моделювання був пошук такої конфігурації орбіти АЗЗ та геоцентричної орбіти очікування КА, для якої різниця швидкостей  $V_{\text{АЗЗ}} - V_{\text{КА ГЕО}}$  в геоцентричній системі відліку була би як найменшою. В межах моделі задачі двох тіл

$$V_{\text{АЗЗ}} = \sqrt{GM_{\odot} \left( \frac{2}{\rho} - \frac{1}{a_{\text{АЗЗ}}} \right)}, \quad V_{\text{КА}} = \sqrt{GM_{\oplus} \left( \frac{2}{r} - \frac{1}{a_{\text{КА}}} \right)}$$

де  $G$  – гравітаційна стала,  $M$  – маси Сонця та Землі,  $\rho$  - геліоцентрична відстань АЗЗ в момент зближення,  $r$  – геоцентрична відстань КА в момент зближення АЗЗ з Землею,  $a$  – великі півосі відповідних орбіт.

Виходячи з отриманих модельних значень параметрів руху, обрана найбільш оптимальна перельотна орбіта.

Побудована тривимірна інтерактивна демонстраційна модель руху Землі, Місяця, Сонця, астероїда та космічного апарату.

[1] [https://cneos.jpl.nasa.gov/about/neo\\_groups.html](https://cneos.jpl.nasa.gov/about/neo_groups.html)

[2] Левантовський В. І., Механіка космічного польоту в елементарному викладі, 3-й випуск., доповнене і перероблене.- М.: Наука. Головна редакція фізико-математичної літератури, 1980, - 512 с.;

[3] <https://web.archive.org/web/20180302131350/https://cneos.jpl.nasa.gov/ca/>

## РУХ РЕЧОВИНИ В КІЛЬЦЯХ САТУРНА

*Костюк В. М.*

*Науковий керівник – к.ф.-м.н., доц. Базей О. А.*

У 1610 році Галілео Галілеєм було вперше виявлено кільцеву систему навколо Сатурну. Пізніше, в 1659 році, Гюйгенс пояснив це як тонкий диск речовини, що оточує Сатурн, а пізніше, в 1859 році, Максвелл математично довів, що кільця не можуть бути суцільними, а складаються з окремих частинок, які обертаються навколо Сатурна[1].

Речовина кілець постійно поповнюється, зокрема викидами гейзерів Енцеладу. Оскільки таких частинок є багато в кільцях, то час від часу вони стикаються один з одним. Однак відношення товщини диска системи до її діаметру в різних системах сильно розрізняється внаслідок різної щільності і, таким чином, різною є і швидкість взаємодії їх компонентів один з одним. Кільця Сатурна такі тонкі, тому що час взаємодії між окремими частинками кільця зводиться до мінімуму, тобто, він значно менший, ніж час, що пройшов з моменту створення системи. Якщо уявити собі рій частинок, що рухаються по орбіті з будь-якими нахилами та з можливістю зіткнутися між собою, то рано чи пізно взаємні зіткнення приведуть до зниження швидкості та можливостей розриву напрямків руху. Нехай дві однакові частинки летять з нахилом  $45^\circ$ , тільки одна з південної півкулі, а друга - з північної. Їх зіткнення приведе до утворення великої кількості менших частинок, які будуть рухатися вже більш-менш в площині екватора, припустимо з нахилом в  $10^\circ$ . Пізніше і ці частки стикаються, ще сильніше зменшуючи нахил до  $3-5^\circ$ . І так далі.

Це явище пояснює чому кільця знаходяться саме в площині екватора Сатурна. Окрім цього є багато факторів, таких як: походження частинки та її хімічний склад, хвилі щільності, ефект Пойнтінга – Робертсона та тиск світла. Саме вони впливають на будову кілець, а також на рух частинок які утворюють ці кільця[2].

Метою роботи є дослідження руху частинок під впливом окремо взятих вказаних факторів, обчислення величини цих факторів (за умови, що вони діють на окремо взятую частинку, яка рухається в кільці Сатурну) та моделювання руху частинки під сумарною дією всіх вказаних факторів одночасно.

[1] Structure, stability and evolution of Saturn's rings // Bridges, F. G., Hatzes, A., Lin, D. N. C. // 24 травня, 1984, ст. 333-335

[2] Динаміка Сонячної системи // Мюррей К., Дермонтт С// 2010, ст.493-497.

# МОРФОЛОГІЯ СКУПЧЕНЬ ГАЛАКТИК У НАДСКУПЧЕННЯХ

Коришонов В. М.

Науковий керівник – д.ф.-м.н., проф. Панько О.О.

Скупчення галактик є найбільшими елементами великомасштабної структури Всесвіту, у яких час віриалізації меншій за час, що пройшов від Великого вибуху. Відповідно до сучасної самоузгодженої  $\Lambda$ CDM моделі великомасштабна структура Всесвіту є відображенням первинних адіабатичних флуктуацій. Області з додатними варіаціями густини відповідають згущенням баріонної речовини, таким як галактики та більші структури, від'ємні первинні варіації відповідають порожнечам (войдам). Скупчення галактик є одним з елементів ланцюжку галактики => групи галактик => скупчення галактик => надскупчення галактик => елементи великомасштабної структури Всесвіту (філаменти, стіни) => надмасштабні утворення. Прикладами останніх є Велика стіна Слоуна [1] та велика стіна Геркулеса – Північної Корони (або Great GRB Wall) [2].

Чисельні комп'ютерні симуляції від Millennium Run [3] до найдетальнішого «The EAGLE project» [4] вказують на можливість знайти ознаки різних стадій еволюції у особливостях морфології скупчень галактик.

У 2013 році Панько [5], спираючись на різні схеми морфологічної класифікації галактик [6, 7, 8], запропонувала детальну двомірну схему, що враховує як положення, так і зоряні величин всіх галактик у полі скупчення. Цю схему було розроблено для класифікації скупчень галактик каталогу [9], створеного на бази каталогу галактик Мюнстерського Червоного огляду неба [10].

Для представленого дослідження ми обрали 112 скупчень галактик, що входять до надскупчень з кратністю від 5 та більше. Для аналізу розподілу галактик у полі скупчень було використано програму «Cluster Cartography» [11], яка дозволяє визначати морфологічний тип скупчення швидко, але відповідно до численних критеріїв.

Визначення морфологічного типу скупчення галактик проходить у декілька етапів відповідно до критеріїв класифікації: встановлення розподілу галактик у скупченні відносно його центру, пошук лінійних структур і визначення ролі найяскравіших галактик.

На першому етапі скупченню галактик ставиться у відповідність клас «концентрації» до центру: розсіяне (*O*-type), проміжне (*I*-type) або концентроване (*C*-type) скупчення. У скупченнях класу *O* галактики відносно рівномірно розподілені у полі скупчення та не мають явного центру із підвищеною концентрацією галактик. Скупчення класу *I* такий центр мають, але переважна кількість галактик все одно знаходяться поза ним (50% галактик знаходиться у 1/2 частині від еквівалентних розмірів скупчення. Ситуація ж, коли значна частина галактик скупчення (не менше 20%) знаходиться у 1/3 від еквівалентних розмірів самого скупчення його частині, відповідає класу *C*.

На другому етапі класифікації необхідно знайти лінійні структури у скупченнях галактик – лінії або смуги (таким галактикам надаються класи *L* і *F* відповідно; якщо таких структур немає, це ніяк не позначається). Лініям відповідають полоси із збільшеною концентрацією галактик шириною 1/7, 1/9 або менше від діаметра скупчення; смугам, відповідно, із шириною 1/5 – 1/3 від діаметра скупчення.



Завершальним етапом є визначення ролі галактик, що мають різницю із наступними членами скупчення за яскравістю  $1^m$  і більше. Скупченням, що мають такі галактики у центрі, надається клас  $cD$ .

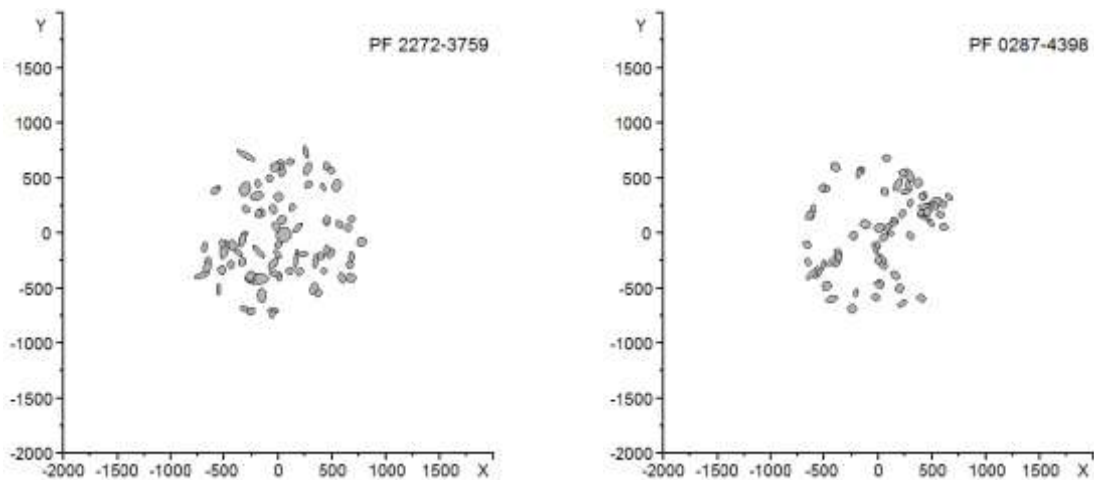


Рис. 1. Приклади скупчень: тип  $O$  (ліворуч) та  $LP$ .

Якщо скупчення мають особливості, що не підпадають під цю класифікацію, їм надається клас  $P$ . Деякі регулярні особливості, такі як дві смуги, що перетинаються,  $Y$ -подібні утворення, або викривлені смуги заслуговують на додаткове вивчення як індикатори розподілу темної матерії.

Розподіл скупчень, що належать до надскупчень за морфологічними типами обговорюється.

[1] Gott, J. R. III, et al. *ApJ*, 624 (2005), 463-484.

[2] Horváth I.; Hakkila J., Bagoly Z. (2013). "The largest structure of the Universe, defined by Gamma-Ray Bursts". 7th Huntsville Gamma-Ray Burst Symposium, GRB 2013: paper 33 in eConf Proceedings C1304143.

[3] Springel, V., et al. *Nature*, 435 (2005), 629-636.

[4] Crain, R. A., et al. *MNRAS*, 446 (2015), 521-554.

[5] Panko E. A. *Odessa Astronomical Publications*, 26 (2013), 90-93.

[6] Bautz, L. P., Morgan, W. W. *ApJ*, 162 (1970), L149 -L153.

[7] Rood, H. J., Sastry G. N. *PASP*, 83 (1971), 313-319.

[8] López-Cruz O. The Classification of Clusters of Galaxies: Comments on the Proposal of a New Subclass, in: «The Garrison Festschrift: held in Tucson, Arizona, at the Arizona Inn June 10-11, 2002». Eds. R. O. Gray, C. J. Corbally, and A. G. D. Philip. Schenectady, NY: L. Davis Press. (2004), 109-122.

[9] Panko, E., Flin P. *Journal of Astronomical Data*, 12 (2006), 1-9.

[10] Ungruhe, R., Saitter, W. C., Durbeck, H. W. *Journal of Astronomical Data*, 9 (2003), 1-12.

[11] Panko, E. A., Emelyanov, S. I., *Odessa Astronomical Publication*, 28 (2015), 135-136.

# РЕІНТЕРПРЕТАЦІЯ ДАНИХ З МОЛЕКУЛЯРНОГО РОЗСІЯННЯ СВІТЛА В ОКОЛІ КРИТИЧНОЇ ТОЧКИ РІДИНА-ПАРА

Бритавська Т.В.

Науковий керівник – к.ф.-м.н., доц. Сушко М.Я.

При аналізі інтенсивності молекулярного розсіяння в рідинах та газах поблизу критичної точки традиційно обмежуються розглядом лише внесків від однократного та двократного розсіяння [1]. Однак у низці робіт (див. [2]) вказано на можливу присутність внеску полуторного розсіяння, спричиненого потрійними кореляціями флуктуацій густини. Це припущення було підтверджено результатами спеціальної обробки експериментальних даних [3] для коефіцієнта деполаризації  $\Delta$ . Полуторне розсіяння спричиняє появу мінімуму на графіку залежності  $\beta/\Delta$  від  $\beta$ , де  $\beta$ , – ізотермічна стисливість. Кількісна оцінка [2] відносної величини  $I_{1.5}$  на основі даних [3] була отримана за допомогою теоретичних виразів для інтенсивностей, застосованих, строго кажучи, в гідродинамічній області температур  $u \equiv k_0 r_c \ll 1$ , де  $k_0$  – хвильовий вектор падаючої хвилі,  $r_c$  – радіус кореляції флуктуацій параметра порядку.

У запропонованій роботі здійснюється подальша перевірка результатів [2]. Для уточнення оцінок відносних інтенсивностей різних внесків використуються вирази, що явно враховують залежність інтенсивностей від розмірів розсіювальної системи  $L$  та просторову дисперсію флуктуацій у флуктуаційній області  $u \geq 1$ . Робоча формула має вигляд

$$\frac{\beta}{\Delta} = \beta^2 \frac{K + A f_{1.5}(u) \beta^{1/2} + B \frac{L}{L_0} f_{2p}(u) \beta}{\frac{L}{L_0} f_{2d}(u) \beta^2 + C f_a(u) + H f_{Andr}(u) \beta^{1/2}}, \quad (1)$$

де  $f_{1.5}$ ,  $f_{2p}$ ,  $f_{2d}$ ,  $f_a$ ,  $f_{Andr}$  – відомі безрозмірні функції, які визначаються інтенсивностями розсіянь, відповідно, полуторного, двократного поляризованого, двократного деполаризованого, на флуктуаціях анізотропії та Андріївського (віднесеними до інтенсивності однократного поляризованого розсіяння);  $L_0$  – розмір системи, обраної для відліку;  $K, A, B, C, H$  – підгінні коефіцієнти.

Показано, що функціональна форма залежності (1) є достатньою, щоб відтворити повний набір даних для  $\Delta$ , але лише за умови наявності від'ємного внеску полуторного розсіяння. Цей результат підтверджує висновки [2] про важливу роль полуторного розсіяння у формуванні спектрів критичної опалесценції вздовж некритичних ізохор. Уточнено оцінки його величини.

Крім того, результати обробки даних для ізохор, далеких від критичної, та малих розмірів розсіювальної системи можуть інтерпретуватися як наявність у загальному спектрі внеску від розсіяння на флуктуаціях функції розподілу теплових флуктуацій (Андріївського розсіяння) [4]. Однак для однозначного висновку про його існування потрібен подальший кількісний аналіз.

[1] Е.Л. Лакоза, А.В.Чалый, УФН, **140**, 393 (1983).

[2] Sushko M.Ya. *Condens. Matter Phys.*, **16**, 13003 (2013).

[3] Trappeniens N. J. et al. *Physica A*, **101**, 431 (1980).

[4] А.Ф. Андреев, Письма ЖЭТФ, **19**, 713 (1974).

# ВПЛИВ РОЗСІЯННЯ КРАТНОСТІ 1,5 НА СПЕКТР КРИТИЧНОЇ ОПАЛЕСЦЕНЦІЇ В РІДИНАХ

*Воробель А.В.*

*Науковий керівник – к.ф.-м.н., доц. Сушко М.Я.*

Традиційно вважається, що спектр критичної опалесценції формується ефектами однократного та двократного розсіянь [1]. Спектр однократного розсіяння виражається через просторово-часовий Фур'є-образ парного корелятора флуктуацій параметра порядку  $l$  для однокомпонентних рідин складається з: 1) центрального піку Релея (ПР) зі спектральною півшириною  $\Gamma = \lambda q^2$ , де  $\lambda$  – коефіцієнт температуропровідності (у загальному випадку – нелокальний),  $q$  – зміна хвильового вектора при розсіянні; 2) бічних піків Мандельштама – Бріллюена. Інтенсивність двократного розсіяння виражається через чотириточковий корелятор флуктуацій параметру порядку. При практичних обчисленнях його факторизують на добуток парних. Як результат, цей внесок фактично виступає як паразитний. Методи його аналізу і відокремлення достатньо добре розроблені [1].

При наближенні до критичної точки (КТ) рідина-пара вздовж критичної ізохори інтенсивність ПР суттєво зростає, а його півширина – зменшується. Згідно з різними моделями (крапельною, зв'язаних та незв'язаних мод, динамічним скейлінгом та іншими)  $\Gamma$  звужується в гідродинамічній області температур за законом  $\Gamma \sim \lambda \sim |\tau|^\nu$ , де  $\tau$  – зведена температура,  $\nu$  – критичний індекс радіуса кореляції. У безпосередньому околі КТ спостерігаються помітні відхилення від цього закону. Для інтерполяції експериментальних даних  $\Gamma$  подається у вигляді  $\Gamma_{\text{exp}} = R|\tau|^\phi \Gamma$ , де  $R$  – деякий ренормалізаційний коефіцієнт,  $\phi$  – додаткова поправка (порядку  $\leq 0,05$ ) до критичного індексу температуропровідності. Їх поява зазвичай пояснюється взаємодією флуктуацій параметра порядку з некритичними флуктуаціями. Це суперечить основній ідеї флуктуаційної теорії фазових переходів про виділену роль флуктуацій параметра порядку в околі КТ.

В даній роботі докладно аналізується припущення [2], що можливою причиною ренормалізації  $\Gamma$  є присутність у загальному спектрі внесків кратності 1,5 (полупорного розсіяння). Їх інтенсивність формується триточковими конфігураціями флуктуації параметру порядку, рознесеними на відстанях, набагато меншими за довжину падаючої електромагнітної хвилі в середовищі, і в області експерименту може бути співрозмірною з інтенсивністю однократного розсіяння [3]. Базуючись на результатах [2,3] показано, що присутність внесків кратності 1,5 може ефективно проявлятися як більш сильна температурна залежність півширини ПР та її мультиплікативне перенормування. Отримані значення величин  $R$  і  $\phi$  у виразі для  $\Gamma_{\text{exp}}$  узгоджуються з експериментальними.

[1] Лакоза Е.Л., Чалый А.В. УФН. –1983 – т.140, вып.3. – с.393-425.

[2] Sushko M.Ya. Fiz. Nizk. Temp., – 2007. – V.33, No.9. – p.1055-1058

[3] Sushko M.Ya. Condens. Matter Phys. – 2013. – V.16, No 1, 13003 (12pp).

# МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ПЕРКОЛЯЦІЇ В РЕАЛЬНИХ ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМАХ

Кулик В.П.

Науковий керівник – к.ф.-м.н., доц. Сушко М.Я.

Важливим напрямком дослідження дисперсних систем являється опис їх електрофізичних характеристик поблизу перколяційного порогу типу провідник – діелектрик. В сучасній теорії протікання переважна більшість результатів отримано числовими методами, наприклад методом Монте Карло, застосованими до ідеалізованих двокомпонентних систем та частинок з правильною геометричною формою. Проте в реальних системах форма частинок не є правильною, та важливу роль відіграють різні фізико-хімічні процеси на поверхні диспергованих частинок, які змінюють мікроструктуру речовини: формується оксидна плівка, міжфазний шар (аморфний, полімерний, подвійний електричний). Цими факторами можна пояснити суттєві розбіжності, які спостерігаються між теоретичними результатами (для порогу протікання, критичних індексів тощо) з експериментальними даними.

Адекватний аналіз експериментальних даних для реальних систем вимагає побудувати теорію, що бере до уваги вплив міжфазних ефектів на перколяційну поведінку системи та враховує багаточастинкові поляризації та кореляції. Це являє собою складну нетривіальну задачу.

В даній роботі для аналізу особливостей поведінки електричної провідності реальних дисперсних систем розглядається модель [1], що базується на методі компактних груп неоднорідностей. Вважається, що кожна частинка являє собою тверде сферичне ядро з деяким ефективним діаметром  $d$  та провідністю  $\sigma_1$ , яке оточене міжфазовою проникною оболонкою із зовнішнім діаметром  $d(1+\delta)$ , де  $\delta$  – відносна товщина оболонки, та провідністю  $\sigma_2$ . Частинки дисперговано в середовище з провідністю  $\sigma_0$ . Для аналізу ефективної електричної провідності  $\sigma$  системи використовуються рівняння [1]

$$(1 - \phi(c, \delta)) \frac{\sigma_0 - \sigma}{2\sigma + \sigma_0} + c \frac{\sigma_1 - \sigma}{2\sigma + \sigma_1} + (\phi(c, \delta) - c) \frac{\sigma_2 - \sigma}{2\sigma + \sigma_2} = 0, \quad (1)$$

де  $\phi(c, \delta)$  – ефективна об'ємна концентрація частинок

У представленій роботі аналізуються експериментальні дані [2] з електричної провідності для бінарної системи графіт – парафін. При обробці результатів за формулою (1) вдається зшити низькоконцентраційну та висококонцентраційну асимптотики кривої для провідності. Показано, що повного узгодження теорії та експерименту вдається досягти, якщо припустити, що оболонка є неоднорідною. При цьому достатньо скористатися узагальненням рівняння (1) на випадок двошарової оболонки. З фізичного погляду можна вважати, що один із шарів ефективно враховує нерегулярність форми частинок, а другий – наявність контактної опору між частинками і матрицею.

[1] Sushko M. Ya., Semenov A.K., *Condens. Matter Phys.*, 2013, **16**, 13601.

[2] Соцков В. А., Карпенко С.В. *ЖТФ*, 2003, **73**, 1.

# ПРО МОЖЛИВИЙ МЕХАНІЗМ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОВІДНОСТІ ПОЛІМЕРІВ, ЛЕГОВАНИХ ВУГЛЕЦЕВИМИ НАНОТРУБКАМИ

Аносова Ю.О.

Науковий керівник - к.ф.-м.н., доц. Сушко М. Я.

Останнім часом значний науковий та практичний інтерес привертають полімери з диспергованими в них вуглецевими нанотрубками (ВНТ), додавання яких дозволяє суттєво змінювати електричні та механічні властивості вихідних матеріалів. Електрична провідність таких систем залежить від вмісту в них нанотрубок, їх розмірів, розподілу, властивостей полімерної матриці, способу приготування нанокompозитів.

Дослідження [1] методом імпедансної спектроскопії систем поліетиленгліколь (400, 1000, 10000) – ВНТ встановили, що вже при вмісті 0,8% (ваг.) ВНТ електропровідність системи була на порядок вища за провідність чистої матриці. Зростання електропровідності частково описують перколяційною теорією, згідно з якою при малому вмісті провідної домішки перенос заряду здійснюється вздовж каналів, які виникають при дотиканні ВНТ.

Ми розглядаємо інший можливий механізм провідності, пов'язаний з формуванням міжфазного аморфного шару навколо нанотрубок. Наявність такого шару експериментально підтверджується, наприклад, методом диференціальної скануючої калориметрії. За даними роботи [2] при легуванні ПЕГ-400, ПЕГ-1000 та ПЕГ-1000 ступінь кристалічності був найменший при концентрації ВНТ 0,2% (ваг.).

Для оцінки ефективної електропровідності системи  $\sigma$  та загальної об'ємної концентрації аморфних областей  $\varphi$  розглядається модель, що базується на методі компактних груп неоднорідностей [3]. Припускається, що полімерна матриця, ВНТ і взаємопроникні міжфазові шари є неоднорідностями, вкрапленими в деяке фіктивне середовище із шуканою  $\sigma$  (гомогенізація типу Бруггемана). Для такої моделі ефективна провідність знаходиться з рівняння

$$e^{-c} \frac{\sigma_0 - \sigma}{2\sigma + \sigma_0} + (1 - e^{-c}) \frac{\sigma_1 - \sigma}{2\sigma + \sigma_1},$$

де  $\sigma_0$ ,  $\sigma_1$  – провідності відповідно матриці та аморфних областей,  $c$  – загальна об'ємна концентрація останніх, яка визначається вмістом ВНТ. На основі обробки даних [2] за цією формулою отримано оцінку ефективної об'ємної концентрації аморфних областей  $\varphi = 1 - e^{-c}$ .

[1] Е.А. Лисенков, В.В. Клепко, Журнал нано- та електронної фізики, 5, 03052 (6 стор.), (2013).

[2] Л.А. Булавін та інш., Доповіді НАН України, №8, 72–78 (2015).

[3] М. Ya. Sushko, Phys. Rev. E, 96, 062121 (8pp) (2017).