

# Сучасні тенденції в теоретичній фізиці

Зagalьновідомо, що теоретична фізика посідає особливе місце у фізичних дослідженнях. Це пов'язано з тим, що, з одного боку, вона є філософським підґрунтям фізики, формує фізичний світогляд людини і підказує експериментальним наукам напрями подальшого пошуку. З другого боку, теоретична фізика є потужним засобом тлумачення експериментальних фактів і розвитку нових уявлень про фізичну природу речей. Зараз в теоретичній фізиці залишається ще дуже багато нерозв'язаних завдань, зокрема тих, від яких залежить фізичний світогляд, і які споконвіку цікавили людство. Передусім, це проблеми зародження і розвитку Всесвіту. Наявні знання дають змогу менш чи більш надійно змоделювати розвиток Всесвіту, починаючи з так званої адронної ери — періоду еволюції, що характеризується народженням складових атомного ядра — адронів. Ця ера займає проміжок від  $10^{-6}$  до  $10^{-5}$  с. Що було до адронної ери і що стало причиною так званого першовибуху? Звідки взялася сконцентрована в одній точці надщільна матерія, вибух якої породив Всесвіт? Відповідей на ці фундаментальні питання сучасна наука ще не знайшла.

Інша надзвичайно важлива проблема — це так звані "темна речовина" і "темна енергія". За висновками, що випливають з існуючих космологічних моделей, ми можемо спостерігати лише 4% матерії Всесвіту. Все решта (те, чого ми не бачимо) отримало назву "темної речовини" і "темної енергії". Що являють собою ці субстанції — наразі невідомо. Шляхи розв'язання такої складної проблеми теоретики шукають у квантовій гравітації і квантовій хромодинаміці. В цих розділах теоретичної фізики фізичний вакуум, у якому зародився і розвивається Всесвіт, — то не просто пустота, як вважалося в класичній фізиці, а певне "праматеринське" середовище: саме його коливання і виявляють себе як матеріальні елементарні частинки.

Залишаються відкритими ще досить багато проблем теоретичної фізики високих енергій. Як описати єдиним чином фундаментальні взаємодії? Яка природа ядерних сил? Що є причиною неспостережуваності кварків — елементарних частинок, з яких складаються нуклони? Відповіді на ці питання покликані дати теорія суперсиметрії, квантові теорії поля, зокрема квантова хромодинаміка.

У фізиці твердого тіла сьогодні найбільшу увагу теоретиків привертають квантові системи зниженої розмірності (графен) та наноструктури (об'єкти розмірами  $10^{-9}$  м), мікроскопічна

теорія високотемпературної надпровідності, фотонні кристали (штучно створені структури, в яких промінь світла поводить як електрон у кристалічній ґратці металу) і можливості керування їхніми властивостями.

Методи теоретичної фізики активно використовуються для опису біологічних систем. Зокрема, це дослідження структури та динаміки біологічних макромолекул (ДНК, РНК, білки тощо), в яких фізичні методи, зокрема методи теоретичної фізики, відіграють визначальну роль. Сучасні дослідження переконливо довели, що в основі механізмів функціонування біологічних макромолекул лежать їх конформаційні властивості. Моделювання конформаційних трансформацій в ДНК та білках методами теоретичної фізики дає змогу глибше проникнути у механізми функціонування генів і зрозуміти принципи життєдіяльності.

*Перелічені найсучасніші проблеми, як і багато інших, активно досліджуються в установах НАН України, зокрема в двох інститутах теоретичної фізики — ІТФ ім. М.М. Боголюбова та ІТФ ім. О.І. Ахієзера (останній — у складі ННЦ "ХФТІ"). Якщо до цього додати ще Інститут фізики конденсованих систем (який є суто теоретичним), а також теоретичні відділи інститутів НАН України та кафедри університетів, то, як бачимо, ми маємо потужний колектив фізиків-теоретиків, вихованих на кращих традиціях численних шкіл теоретичної фізики, заснованих академіками Боголюбовим, Ландау, Ахієзером, Давидовим, Смирновим, Волковим, Ситенком, Пелетмінським, Файнбергом, Бар'яхтаром, Парасюком, Фомінім, Юхновським.*





М.М. Боголюбов



О.С. Давидов



О.Г. Ситенко

## ЗНАЙОМТЕСЬ — Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України

Відгуком на потребу розвитку теоретичної фізики в Україні стало створення в 1966 році Інституту теоретичної фізики АН УРСР. Ідея створення цього інституту належить засновнику і першому його директору, всесвітньо знаному фізику-теоретику і математику академіку Миколі Миколайовичу Боголюбову. Слід зауважити, що самий факт створення теоретичного інституту в Києві був подією непересічною і навіть непередбачуваною. На той час уже існував Інститут теоретичної фізики АН СРСР в Чорноголовці (нині ІТФ ім. Л.Д. Ландау РАН), тому ініціативу Миколи Миколайовича зустріли прохолодно і в АН СРСР, і керівництво держави. Треба було мати авторитет Миколи Миколайовича, щоб досягти успіху. Безперечно, велику допомогу у створенні інституту надали Перший секретар ЦК Компартії України **П.Ю. Шелест** і Президент АН УРСР, академік **Б.Є. Патон**. У підсумку поєднання наукового авторитету Миколи Миколайовича та впливу Бориса Євгеновича дало блискучий результат — 5 січня 1966 р. Рада міністрів УРСР прийняла Постанову "Про створення Інституту теоретичної фізики АН УРСР", а вже 1970 р. під час Рочестерської конференції був відкритий новий корпус інституту, збудований на місці, вибраному академіком **М.М. Боголюбовим**.

Все, що пов'язане зі створенням цього інституту (від вибору майданчика для будівництва нового корпусу інституту і оздоблення його інтер'єру до формування наукових напрямів і підбору кадрів) відбувалося за безпосередньої участі Миколи Миколайовича. Саме він визначив основні напрями наукової діяльності інституту, які включали теорію елементарних частинок, теорію ядра і ядерних реакцій, теорію твердого тіла і статистичну фізику.

Саме **М.М. Боголюбов** зумів залучити до роботи в інституті видатних вчених, у тому числі своїх талановитих учнів. Серед науковців зі світовими іменами, яких запросив **М.М. Боголюбов**: академіки **О.С. Давидов**, **О.З. Петров**, **О.Г. Ситенко**, **І.Р. Юхновський**, учні Миколи Миколайовича **А.Н. Тавхелідзе** (в майбутньому академік РАН), академіки НАН України **О.С. Парасюк**, **Д.Я. Петрина**, член-кореспондент НАН України **В.П. Шелест** та інші. Як наслідок, за перші сім років свого існування, упродовж яких академік **Боголюбов** очолював його, інститут перетворився на великий центр теоретичної фізики, добре відомий не лише в Україні, але і далеко за її межами.

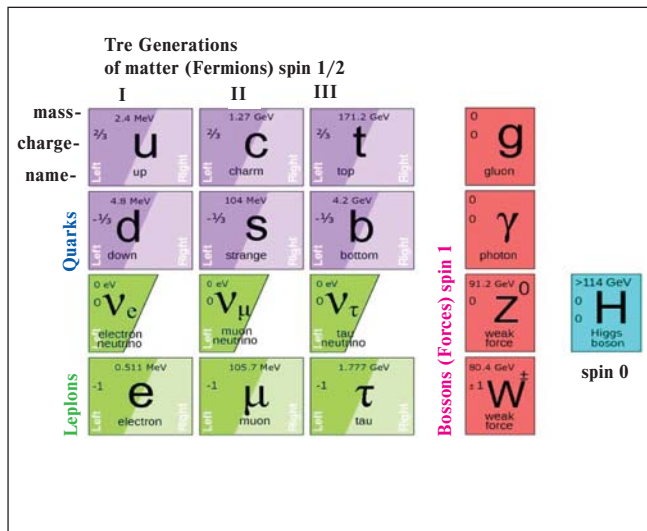
Значну увагу **М.М. Боголюбов** приділяв розвитку міжнародної співпраці, зокрема організації великих міжнародних конференцій. Прикладами таких конференцій, організованих інститутом, можуть бути 15-та Рочестерська конференція з фізики високих енергій та Міжнародні конференції з теорії плазми. Останні виявились настільки успішними, що вони отримали назву "київських конференцій з теорії плазми", й із цією назвою відбувалися в багатьох країнах світу, повертаючись до Києва в 1976, 1987 та 2006 роках.

Як уже згадано, наукові напрями, сформульовані Миколою Миколайовичем, визначили діяльність інституту на довгі роки. Нині основна діяльність стосується фізики й астрофізики високих енергій, теорії ядра, квантової теорії поля і теорії симетрій, нелінійних явищ у конденсованих середовищах і плазмі, а також кінетичної теорії сильно нерівноважних процесів. По суті, це відповідає дещо розширеним напрямам, сформульованим **М.М. Боголюбовим**.

У 1973-1988 рр. інститутом керував академік **Олександр Сергійович Давидов**. У 1988-2002 рр. інститут очолював академік **Олексій Григорович Ситенко**. Від 2002 р. директором інституту є академік НАН України **Анатолій Глібович Загородній**.

При створенні інституту до його складу ввійшли три наукові відділи: математичних методів у теоретичній фізиці (завідувач — академік **О.С. Парасюк**), теорії ядра (завідувач — академік **О.С. Давидов**), теорії елементарних частинок (завідувач — доктор фіз.-мат. наук **А.Н. Тавхелідзе**, а з 1969 р. — член-кореспондент **В.П. Шелест**). Від часу свого створення інститут розвивався, тематика досліджень постійно розширювалося, й сьогодні в інституті працює вже 13 наукових відділів, а саме:

— астрофізики та елементарних частинок (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук, член-кореспондент НАН України, професор **В.П. Гусинін**), до складу відділу входить лабораторія астрофізики і космології (завідувач — доктор фіз.-мат. наук **Ю.В. Штанов**);



**Рис. 1. Елементарні частинки Стандартної моделі.**  
 Матерія складається з ферміонів — кварків та лептонів. Всі ферміони, крім нейтрино, мають "ліві" та "праві" компоненти, в той час як нейтрино є лише "лівими".  
 Частинки — переносники сильної, електромагнітної та слабкої взаємодії є бозонами зі спіном 1.  
 Частинка Хіггса, яка відповідає за генерацію мас усіх елементарних частинок, є бозоном зі спіном 0

— фізики високих густин енергії (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук, член-кореспондент НАН України професор **Г.М. Зінов'єв**), до складу відділу входить лабораторія грид-обчислень (завідувач — доктор фіз.-мат. наук **Є.С. Мартинюк**);

— квантової теорії молекул та кристалів (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук, член-кореспондент НАН України, професор **Е.Г. Петров**);

— квантової електроніки (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук, професор **Ю.Б. Гайдідей**);

— математичних методів у теоретичній фізиці (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук **О.М. Гаєрилик**);

— математичного моделювання (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук, професор **М.С. Гончар**);

— нелінійної фізики конденсованого стану (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук, академік НАН України, професор **В.М. Локтєв**), до складу відділу входить лабораторія низьковимірних сильнокорельованих систем (завідувач — доктор фіз.-мат. наук **С.Г. Шаранов**);

— обчислюваних методів теоретичної фізики (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук **В.Я. Антонченко**);

— прикладних проблем теоретичної фізики (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук, професор **І.В. Сіменюк**);

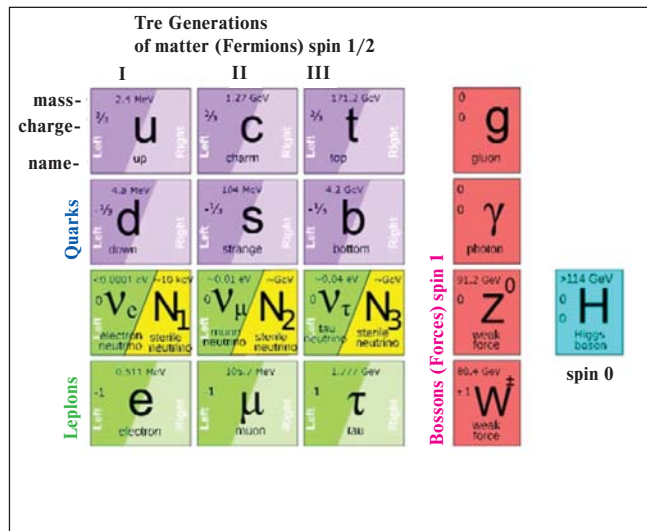
— синергетики (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук, член-кореспондент НАН України, професор **Б.І. Лев**);

— структури атомних ядер (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук, професор **Г.Ф. Філіпнов**);

— теорії та моделювання плазмових процесів (директор, завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук, академік НАН України, професор **А.Г. Загородній**);

— теорії ядра і квантової теорії поля (завідувач відділу — доктор фіз.-мат. наук **Ю.О. Ситенко**).

З метою залучення талановитої молоді до наукової роботи в 1999 р. в інституті створено Науково-освітній центр, який працює за системою неперервної фізико-математичної освіти для школярів фізико-математичних ліцеїв та студентів фізичних та математичних факультетів, зацікавлених у вивченні додаткових розділів фізики поза стандартною шкільною та університетською програмами.



**Рис. 2. Мінімальне розширення Стандартної моделі за допомогою трьох правих нейтрино (модель νMSSM).**  
 За допомогою спеціального вибору параметрів цієї моделі можна додатково пояснити такі явища за рамками Стандартної моделі як осциляції нейтрино, темну матерію та асиметрію між речовиною та антиречовиною

На сьогодні Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України є визнаним центром теоретичної фізики як в Україні, так і за її межами. У представлений статті висвітлено деякі з найважливіших наукових результатів, одержаних в інституті упродовж останніх років.

## 1. АСТРОФІЗИКА І КОСМОЛОГІЯ

### 1.1. Темна матерія і фізика елементарних частинок

Існування чотирьох типів взаємодій — електромагнітної, слабкої, сильної та гравітаційної, є загальновідомим. Після відкриття на початку ХХ століття низки квантових явищ, які повністю змінили уявлення про навколишній світ, виникла гіпотеза, що кожній з цих взаємодій відповідають спеціальні частинки, які переносять таку взаємодію між частинками матерії. Аналізуючи властивості та взаємодії відомих частинок, науковці час від часу відкривали нові частинки, які пізніше успішно спостерігали в експериментах. Ця "гра" в розширення фізики частинок, що тривала упродовж століття, наразі виглядає близькою до свого завершення, дозволяючи об'єднати три зі згаданих вище взаємодій — електромагнітну, слабку та сильну — в рамках так званої Стандартної моделі фізики частинок (Рис. 1). Всі частинки цієї моделі вже відкриті експериментально, окрім бозону Хіггса, перші ознаки якого були нещодавно знайдені на Великому адронному колайдері в ЦЕРНі.

Тоді як Стандартна модель фізики частинок описує переважну більшість процесів, спостережуваних на Землі, в космосі чи ранньому Всесвіті (серед останніх виділимо реліктове випромінювання та первинний синтез ядер легких елементів), наразі добре встановлено низку явищ, які не пояснюються за допомогою Стандартної моделі. Наприклад, явище осциляцій (переходів між різними типами) нейтрино означає, що вони мають ненульову масу, в той час як симетрії Стандартної моделі вимагають безмасовості нейтрино. Наявність великої асиметрії між речовиною та антиречовиною в спостережуваній частині Всесвіту також не може бути пояснена в рамках Стандартної моделі, в якій (за досяжних сьогодні температур) відсутні процеси, які переводять антиречовину



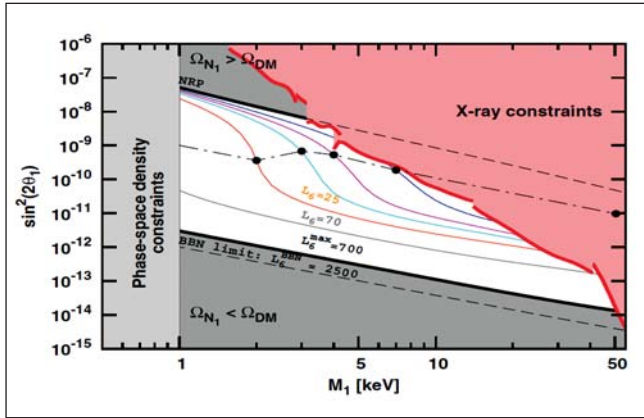


Рис. 3. Область параметрів частинки темної матерії в моделі  $\nu\text{MSM}$ . По осі абсцис відкладена маса частинки (в keV), по осі ординат — відносна інтенсивність взаємодії частинки темної матерії з частинками Стандартної моделі (по відношенню до звичайних нейтрино). Біла область показує параметри моделі, які відповідають виробництву в ранньому Всесвіті достатньої кількості темної матерії. Червона зафарбована область відповідає обмеженням з недетектування лінії розпаду темної матерії, сіра область зліва — обмеженням з фазовою густиною. Чорними крапками помічені області параметрів, що не суперечать наявним спостереженням великомасштабної структури Всесвіту

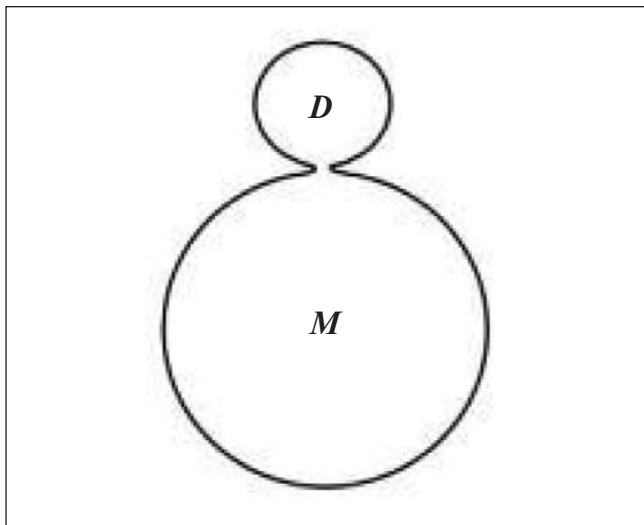


Рис. 4. Квазізамкнутий мікросвіт (D), утворений з материнського Всесвіту (M) в результаті гравітаційної нестійкості фізичного вакууму

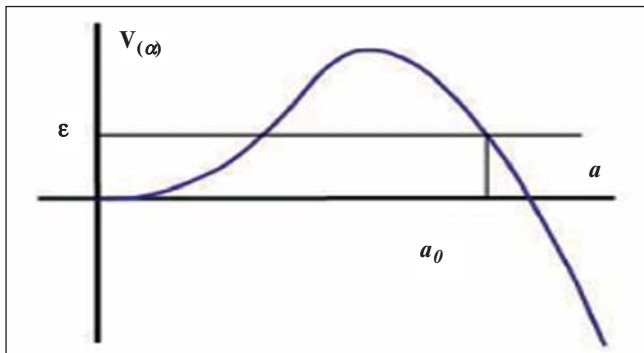


Рис. 5. Потенціал квазізамкнутого мікросвіту як функція його розміру, що випливає з гравітаційної дії загальної теорії відносності. Горизонтальна пряма позначає метастабільний рівень енергії цієї системи.

в речовину. Ще одним добре встановленим прикладом явища за рамками Стандартної моделі є спостереження темної матерії, маса якої в декілька разів перевищує масу "видимої" речовини, що складається з відомих нам типів частинок.

Наразі існує багато підходів до розширення Стандартної моделі, які дозволяють пояснити ці явища поза її рамками. Серед них своєю простотою виділяється мінімальне розширення Стандартної моделі за допомогою трьох "правих" нейтрино (модель  $\nu\text{MSM}$ , див. Рис. 2). Згідно з цією моделлю, найлегше з трьох правих нейтрино може утворювати темну матерію, тоді як два масивніших можуть забезпечити спостережувану картину осциляцій нейтрино та пояснити баріонну асиметрію Всесвіту.

Наявність гало темної матерії дозволяє шукати космічні прояви нових частинок, наприклад, лінію радіаційного розпаду правого нейтрино, яке утворює темну матерію, на нейтрино Стандартної моделі та фотон. Оскільки маса правого нейтрино набагато більша за суму мас продуктів розпаду, спектр фотонів, які утворюються під час такого розпаду, матиме форму вузької лінії з енергією, що дорівнює половині маси правого нейтрино. Іншим проявом такої темної матерії є існування максимальної фазової густини (згідно з принципом Паулі, оскільки нейтрино є ферміонами), близької до спостережуваних значень у найкомпактніших об'єктах, домінованих темною матерією — сферичних карликових галактиках. Крім того, ненульові початкові швидкості частинок темної матерії призводять до розмивання великомасштабної структури Всесвіту, що також підлягає безпосередній експериментальній перевірці. В результаті цих комплексних досліджень, проведених міжнародною групою вчених включно зі співробітниками інституту *О.М. Боярським, Д.І. Малишевим та Д.А. Якубовським*, виявилось, що параметри частинки темної матерії містяться в межах, доступних експериментам теперішнього та наступного покоління, що робить пошук цих частинок задачею, актуальною вже сьогодні (Рис. 3).

### 1.2 Квантове народження Всесвіту із фізичного вакууму

Однією з надзвичайно цікавих проблем космології ХХ-ХХІ століть є проблема початкової космологічної сингулярності, або проблема походження Всесвіту, що розширюється. В піонерській роботі *П.І. Фоміна* [1] вперше в світі була запропонована теорія квантового народження нового всесвіту із вакууму "материнського" світу. На надзвичайно малих, планківських ( $a_p \sim 10^{-33}$  см) просторових відстанях, у результаті гравітаційної нестійкості фізичного вакууму виникає можливість флуктуаційного утворення квазізамкнутих просторових геометрій (Рис. 4), з'єднаних з материнським всесвітом. Кожен з таких напівзамкнутих мікросвітів описується квантовими законами еволюції і може здійснювати підбар'єрне тунелювання в стан з великим розміром, після чого починає існувати як Всесвіт, що розширюється.

Квантова задача про ймовірність тунельного народження всесвіту із вакууму малого напівзамкнутого мікросвіту з його подальшим переходом у режим інфляційного розширення подібна до задачі *Гамова* про  $\alpha$ -розпад атомного ядра. Її детальний математичний аналіз проведено в роботі [2]. Мікросвіт у цій теорії характеризується просторовим розміром  $\alpha$  (масштабним фактором) з потенціалом  $V(\alpha)$ , що впливає із гравітаційної дії Гільберта-Ейнштейна загальної теорії відносності та зображений на Рис. 5. Як і в аналогічній задачі про розпад атомного ядра, хвильова функція мікросвіту на початку еволюції локалізована в потенціальній ямі поблизу значення  $\alpha = 0$  на дискретному метастабільному енергетичному рівні.

Енергетичний рівень квантового мікросвіту має планківську величину ( $\epsilon \sim \epsilon_P \sim 10^{-5}$  г за масою), а ймовірність його тунелювання в область великих розмірів, згідно з загальними законами квантової механіки, виражається експонентною  $w \sim \exp(-\pi\alpha_0^2/\alpha_P^2)$ , в якій розмір народженого всесвіту  $a_0 = (3/\Lambda)^{1/2}$  залежить від величини внутрішньої космологічної сталої  $\Lambda$  мікросвіту. В теорії народження всесвіту із вакууму хвильова функція мікросвіту розвивається у часі та має звичайну квантово-механічну ймовірнісну інтерпретацію, що вигідно відрізняє дану теорію від пізнішої теорії квантового народження всесвіту "з нічого".

### 1.2. Космологія в теорії з додатковим просторовим виміром

Теорія світу на брані з додатковим виміром мотивована новітнім розвитком теорії суперструн. У цій теорії простір нашого Всесвіту являє собою 3-вимірну "брану", що рухається у просторі більшої розмірності, подібно до того як звичайна двовимірна мембрана існує і рухається в звичайному тривимірному просторі (з цієї аналогії і походить назва "брана"). Матеріальні поля і частинки, з яких складається Всесвіт, зосереджуються на брані, тоді як гравітація поширюється і на додатковий вимір простору (Рис. 6). В роботі [3] та в інших роботах нашого колективу показано, що теорія світу на брані з одним додатковим виміром демонструє специфічні властивості темної енергії, які в принципі можна встановити за даними спостережень, а в роботі [4] показана принципова можливість того, що явище темної матерії є проявом гравітації в такій теорії.

Згідно з сучасними уявленнями, темна енергія може бути енергією вакууму або космологічною сталою. На відміну від темної матерії, тиском якої можна нехтувати в порівнянні з густиною енергії, темна енергія має від'ємний тиск того ж порядку величини, що і густина енергії, і тому вона не скупчується, а розподілена рівномірно, становлячи близько 73% середньої густини енергії-маси у Всесвіті, тобто близько  $10^{-29}$  г/см<sup>3</sup>. Очікувана з міркувань квантової теорії величина вакуумної густини енергії перевищує це число

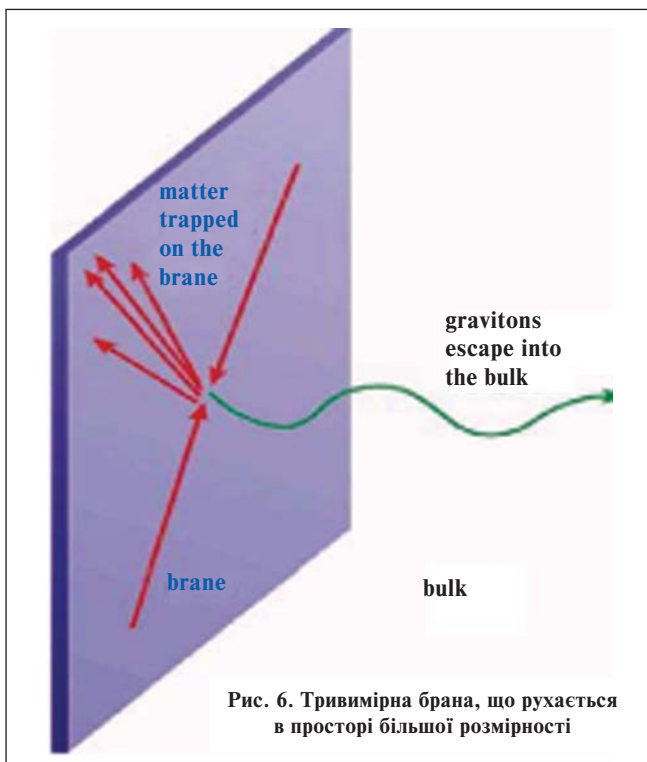


Рис. 6. Тривимірна брана, що рухається в просторі більшої розмірності

на сотні порядків величини! Це становить одну з невирішених проблем темної енергії. В теорії світу на брані виявляється можливим запропонувати пояснення незвичайної малості густини темної енергії  $\rho_\Lambda$  за рахунок малої різниці гравітаційних сталих по різні сторони брани у просторі з додатковим виміром [5]:

$$\rho_\Lambda = G_N/G^4 (\Delta G)^2 c^2$$

В цьому виразі  $G_N$  — це звичайна ньютонівська гравітаційна стала у світі на брані;  $G$  — гравітаційна стала в об'ємі більшої розмірності, що оточує брану;  $\Delta G$  — різниця між цими сталими по обидві сторони брани (за припущенням, мала) і  $c$  — швидкість світла.

## II. ФІЗИКА ВИСОКИХ ГУСТИН ЕНЕРГІЇ І КВАНТОВА ТЕОРІЯ ПОЛЯ

### 2.1. Дослідження кварк-глюонного стану матерії

За умов високої густини енергії, нуклони, з яких складаються атомні ядра, втрачають свою адронну індивідуальність, і виникає крапля суб'ядерної речовини — кварк-глюонна плазма. На досягнення цих умов та формування кварк-глюонної плазми спрямовано сучасні міжнародні експериментальні програми на надпотужних прискорювачах важких ядер у Брукхейвені (США) та ЦЕРНі (Женева). Зафіксувати утворення цього екзотичного стану матерії, спостерігаючи лише продукти її розпаду на адрони — вкрай складна та амбіційна задача для фізиків.

У роботі [6] було побудовано статистичну модель ядерних зіткнень, в якій зміни в енергетичній залежності народження адронів виникають як результат фазового перетворення у сильно взаємодіючій матерії. При підвищенні енергії зіткнення густина енергії на початковій стадії ядро—ядерної реакції зростає. За таких умов, замість газу адронів та адронних резонансів сильно взаємодіюча матерія трансформується у кварк-глюонну плазму. Найцікавішим у такій статистичній моделі було передбачення несподіваної поведінки відношення числа дивних частинок до числа пі-мезонів як функції енергії зіткнення ядер (Рис. 7).

При низьких енергіях прискорювача АGS Брукхейвенської національної лабораторії формується адронна фаза. Зростання енергії зіткнення ядер супроводжується зростанням температури адронного газу, що призводить до різкого зростання відношення числа дивних частинок до числа пі-мезонів. Причиною такої поведінки є той факт, що маси дивних частинок значно перевищують і масу пі-мезона і можливі значення температури адронного газу. Навпаки, при дуже великих енергіях колайдера RHIC Брукхейвенської національної лабораторії та формуванні кварк-глюонної плазми, температура значно перевищує маси і легких кварків, які входять до складу пі-мезонів, і масу дивного кварка, який входить до складу дивних адронів. За таких умов, відношення числа дивних частинок до числа пі-мезонів перестає залежати від температури і, як наслідок, не залежить від енергії зіткнення ядер. Перехід між цими двома дуже різними залежностями має місце під час фазового перетворення адронного газу у кварк-глюонну плазму, відомого під назвою деконфайнмент. Він призводить до появи гострого максимуму у відношенні числа дивних частинок до числа пі-мезонів як функції енергії зіткнення ядер. Це передбачення стимулювало експериментальну програму зі сканування енергій на прискорювачі SPS у ЦЕРНі. Експерименти з Pb+Pb зіткнень виконані у 2002-2005 роках колаборацією NA49 підтвердили це передбачення статистичної моделі фазового перетворення (Рис. 7).

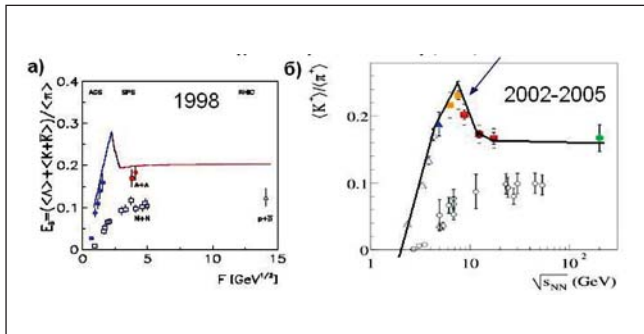


Рис. 7. Відношення числа дивних частинок до числа пі-мезонів як функції енергії зіткнення ядер.

- а) Суцільною лінією показане теоретичне передбачення 1998 року та наявні на той час експериментальні дані.
- б) Експериментальне підтвердження 2002-2005 рр.

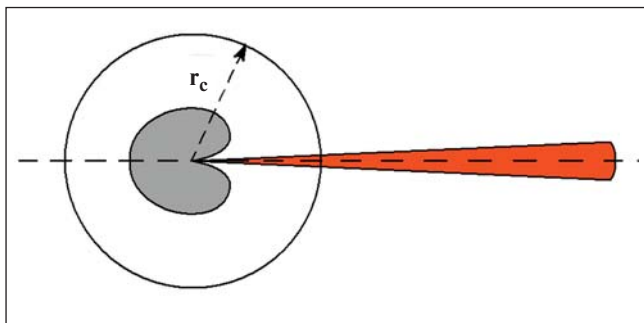


Рис. 8. Диференційний переріз розсіяння квантовомеханічної частинки на непроникному магнітному вихорі радіуса  $r_c$ .

В квазікласичній границі ( $kr_c \gg 1$ ) переріз складається з двох частин: першої, позначеної сірим кольором, що описує класичне відбиття точкової частинки згідно з законами геометричної (променевої) оптики, і другої, позначеної червоним кольором, що описує пік Фраунгоферової дифракції; саме остання залежить періодично від величини потоку магнітного вихора

### 2.2. Квазікласична границя ефекту Ааронова-Бома

Як відомо, ефект Ааронова-Бома — квантово-механічне явище, яке полягає в тому, що заряджена частинка або магнітний момент відчувають існування поля навіть у тих точках, де поле відсутнє. Оскільки ефект Ааронова-Бома є чисто квантовим ефектом, що не має аналогів у класичній фізиці, то взагалі, на перший погляд, здавалося б, що при переході до квазікласичної границі цей ефект зникає. Цікаво, що це питання залишалося нез'ясованим понад півстоліття з часу відкриття ефекту Аароновим і Бомом у 1959 році, і в науковій літературі існували неоднозначності та суперечності щодо цього. Нещодавно це питання було з'ясоване Ю.О. Ситенком.

Він розглянув розсіяння зарядженої частинки на непроникній трубці, що містить магнітні силові лінії з повним потоком, із урахуванням скінченних поперечних розмірів трубки ( $r_c$ ). Розглянуто границю великих швидкостей, або коротких хвиль, частинки, що розсіюється ( $kr_c \gg 1$ ). Показано, що переріз розсіяння складається з двох частин: однієї, що відповідає класичному відбиттю точкових частинок від непроникної трубки згідно з законами геометричної (променевої) оптики, та другої, що відповідає Фраунгоферовій дифракції, яка саме містить періодичну залежність від магнітного потоку трубки. Дифракція Фраунгофера має вигляд дуже вузького піку в напрямку вперед, цей пік зростає і вужчає в короткохвильовій границі (Рис. 8). Зви-

чайно, про дифракцію Фраунгофера на непроникних трубках і кульках було відомо дуже давно, і її описано в класичних підручниках і монографіях (Морс і Фешбах, Ньютон), але Ю.О. Ситенко з'ясував, як впливає на дифракцію Фраунгофера магнітний потік, що міститься в трубці.

Ці теоретичні результати можуть бути перевірені в експериментах з безпосереднього розсіяння короткохвильових, майже класичних, заряджених частинок на непроникній трубці з магнітним потоком.

## III. ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ АТОМНИХ ЯДЕР

### 3.1. Стабільність і універсальні властивості три- та чотиричастинкових систем

В квантовій фізиці ще на зорі її розробки було отримано природне пояснення стабільності атома водню та інших атомів, коли електрони не гальмуються в полі ядра і не "падають" на ядро. А чи буде стабільною система багатьох атомів і іонів та електронів, чи буде енергія і об'єм всієї системи пропорційними кількості частинок? Нарешті, довгий час відповідь на фундаментальне питання: чому макроскопічні тіла в природі існують як стабільні системи і чи достатньо для цього лише електростатичних сил — не була отримана остаточно. Ця проблема в принциповому плані розв'язана була лише через 70 років після зародження квантової фізики після встановлення фундаментальних теорем Дайсона про стабільність матерії — кулонівські системи є стабільними для різних сортів заряджених частинок лише завдяки тому, що електрони є ферміонами. Наступні питання принципового характеру — за яких умов на величини мас, зарядів частинок та констант додаткової взаємодії іншої природи існують збуджені стани в системі і яка їх кількість? Як проявляється стабільність у структурних властивостях квантових систем декількох частинок різної природи — як кулонівських, так і ядерних систем? Чи проявляються в зв'язаних системах частинок різної природи загальні універсальні властивості? Які системи частинок можуть існувати як стабільні, де межа існування різного роду молекулярних систем, яка межа стабільності атомних ядер та інше? Спроба відповісти на ці принципові питання щодо стабільності матерії на фундаментальному рівні стимулює розробку потужних методів загальної теорії багаточастинкових систем — як якісних та аналітичних, так і обчислювальних методів.

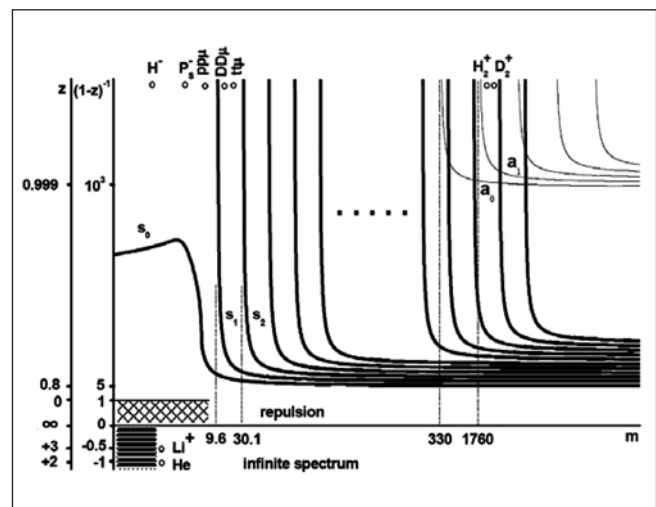


Рис. 9. Діаграма стабільності енергетичних рівнів трьох заряджених частинок. Жирними лініями показано пороги появи симетричних рівнів, тонкими — антисиметричних. На діаграмі вказано також місце конкретних фізичних систем



Дослідження умов стабільності квантових кулонівських систем трьох частинок, коли системи існують як зв'язані стани, залежно від зарядів і мас частинок та кутових моментів системи є принципово важливою задачею. Діаграми порогів [7] на площині заряд-маса, на яких встановлено області існування зв'язаних станів різної симетрії, представлені на Рис. 9. Так, для будь-якої системи трьох заряджених частинок з одиничними (в атомних одиницях) зарядами  $Z=1$  існує хоча б один зв'язаний стан для всякого співвідношення між масами, водночас зв'язок не може існувати, якщо заряд третьої частинки менше  $Z_{cr} < 0.81$ , а у випадку заряду більше одиниці, як відомо, існує безмежний спектр зв'язаних станів. В атомному режимі (коли одна з частинок істотно більшої маси) основний стан відділений від збуджених щільною. Для молекулярного режиму (коли дві частинки важкі) з масами ядер  $m$ , кількість рівнів  $n$  іону, симетричних відносно перестановок ядер, визначається універсальним співвідношенням  $m_{(s)cr}(n) \approx 5n(n-1)$ . Зауважимо, що найгірші умови для зв'язування має система трьох частинок з близькими масами. Розрахунки енергетичних спектрів основних (еталонних) атомних і молекулярних тричастинкових систем вказують їхнє місце на порогових діаграмах і дозволяють встановити основні властивості таких систем. Дуже цікавим є наявність аномально слабкозв'язаного збудженого антисиметричного (за перестановкою протонів) стану молекулярного іону водню, який ще потребує експериментального підтвердження. Цими результатами встановлюється завершена карта порогів повних спектрів систем трьох кулонівських частинок з сумарним нульовим моментом, що дає якісну відповідь на структуру спектру всієї сукупності тріонів типу ХХУ. Для проведення досліджень стаціонарних станів трьох і чотирьох частинок спеціально розроблено нові прецизійні схеми варіаційних розрахунків слабкозв'язаних станів, що має перспективу застосування і для інших квантових систем. Встановлені чотиричастинкові діаграми стабільності свідчать про неможливість з теоретичного погляду існування зв'язаного стану двох атомів позитронію та зв'язку атом водню + анти-атом водню, що підтверджують сучасні експериментальні дані. Загальна чотиричастинкова діаграма стабільності кулонівських систем також вказує на те, що зв'язані стани існують лише для  $Z$  близьких до одиниці і достатньо важких іонів.

### 3.2. Поляризація ядер у процесі їх взаємодії

Атомні ядра у процесі взаємодії можуть змінювати свою форму і розміри. Таке явище називають поляризацією ядер. Що менша відстань між взаємодіючими ядрами, то більший ефект поляризації. Коли ядра зближуються, нуклони одного ядра починають відчувати дію з боку нуклонів другого ядра. У результаті цього деформуються орбіталі, по яких рухаються нуклони кожного з ядер, і ця деформація збільшується до того моменту, поки два ядра зливаються (об'єднуються) в одне ядро, котре називають компаунд-ядром. За певних умов у компаунд-ядрі можуть збуджуватись резонансні стани.

У багатьох моделях (теоріях), використовуваних для теоретичного аналізу ядерних реакцій, поляризацію ядер не враховують, оскільки це призводить до складних та громіздких розрахунків. У відділі структури атомних ядер ІТФ ім. М.М. Боголюбова НАН України під керівництвом *Г.Ф. Філіппова* була сформульована досить проста для реалізації модель, що дає змогу враховувати поляризацію легких ядер (з масовим числом  $A < 12$ ) та досліджувати її вплив на протікання ядерних реакцій різного типу, зв'язані і резонансні стани компаунд-ядра.

Було показано, що ядерна поляризація значною мірою впливає на досліджувані ядерні процеси. Вона у декілька разів збільшує перерізи ядерних реакцій. Ці ефекти найбільші за малої енергії взаємодіючих ядер, тобто, коли нуклони усередині ядер мають достатньо часу для перебудови власних орбіталей. Ефекти поляризації досліджувались для низки ядерних реакцій, що мають не тільки фундаментальне значення, але й прикладне застосування. Було обрано реакції, важливі для астрофізичних досліджень. Це реакції, що мають місце в зірках або у Всесвіті, пов'язані з проблемою сонячних нейтрино та синтезом легких атомних ядер після Великого вибуху. Астрофізичні теорії використовують перерізи певних ядерних реакцій в інтервалі низьких енергій, які становлять декілька десятків кілоелектронвольт. Як правило, цей інтервал енергій є недосяжним для сучасних експериментальних методів, і тому велике значення мають теоретичні дослідження ядерних реакцій.

Поляризація ядер також істотно збільшує час життя резонансних станів компаунд-ядер. Встановлено зв'язок між поляризацією ядер та їхньою енергією зв'язку. Чим менша енергія зв'язку ядра, тим більша його поляризація. І навпаки, чим більша енергія зв'язку ядра, тим більша його "жорсткість" і тим менша здатність такого ядра поляризуватись.

Співробітниками відділу було запропоновано візуалізацію поляризації і розглянуто, як змінюються радіуси ядер при їх зближенні. За умови великої відстані між ядрами, їхні радіуси не змінюються. Якщо ядра зблизились настільки, що кулонівська взаємодія між протонами та сильна взаємодія нуклонів різних ядер стають істотними, то ядра починають стискуватись, а у випадку достатньо малих відстаней їхні розміри різко збільшуються.

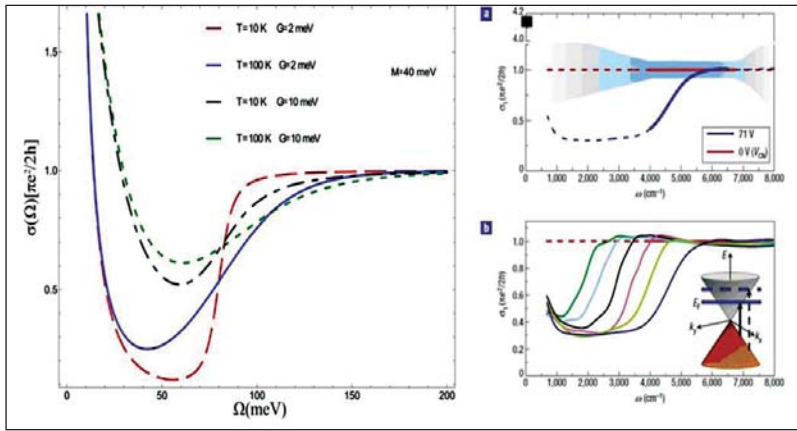
## IV. ФІЗИКА КОНДЕНСОВАНОГО СТАНУ РЕЧОВИНИ

### 4.1. Універсальна оптична провідність графену

Графен є одношаровим (а точніше — товщиною в один атом) вуглецевим кристалом, структура якого має гексагональну, або стільникову ґратку. Отримання двовимірної кристалічної системи викликало неабиякий ажіотаж у науковому світі, бо вважалося, що існування таких систем неможливе в принципі. Проте головним виявилось навіть не стільки саме відкриття нового матеріалу, скільки те, що він має цілу низку виняткових властивостей, які роблять його надзвичайно цікавим і для подальших фундаментальних досліджень, і для майбутніх широких застосувань.

З погляду фізики конденсованого стану унікальність графена полягає в тому, що заряджені носії в ньому поведуть себе як безмасові кіральні релятивістські частинки, рух яких описується рівнянням Дірака-Вейля. Аномальне квантування холівської провідності [8] стало безперечним доказом діраківського характеру носіїв у графені [9-10].

Однією із важливих властивостей графену, пов'язаних з діраківським характером носіїв, є його прозорість (він поглинає лише 2.3% падаючого на нього світла незалежно від довжини світлової хвилі). Це є наслідком того, що в графені на додаток до переходів всередині зони, існують також міжзонні переходи (між від'ємним та додатним діраківськими конусами). Внаслідок цього, залежність провідності графену від частоти  $\Omega$ , окрім піка Друде при нульовій частоті, має постійну складову при великих частотах (Рис. 10). Універсальна оптична (динамічна) провідність для діраківських квазічастинок у графені, при енергіях  $\Omega \gg T, \mu$  ( $T$  — температура, а  $\mu$  — хімічний потенціал) визначається величиною  $\sigma_{opt} = \pi e^2 / (2h)$ , яка залежить тільки від універсальних констант — заряду електрона  $e$  і постійної Планка  $h$ .



**Рис. 10.** Ліворуч: Залежність мікрохвильової провідності  $\sigma_{xx}(\Omega, T)$  в одиницях  $e^2/h$  від  $\Omega$ . Окрім піка Друде, за рахунок переходів всередині зони також присутній постійний фон (міжзонний). Малюнок з роботи [12].  
Праворуч: Поріг поглинання залежить від концентрації носіїв, яку можна змінювати за допомогою поперечної напруги. Малюнки з роботи [14]

Поведінка оптичної провідності має поріг, який залежить від концентрації носіїв. При  $\Omega < 2|\mu|$  оптична провідність майже відсутня, через блокування Паулі, а при  $\Omega > 2|\mu|$  вона виходить на своє універсальне значення  $\sigma_{opt}$ . До того ж, оскільки хімічний потенціал виражається через концентрацію носіїв  $n$  і поперечну напругу  $Vg$  простими співвідношеннями, це означає, що порогом провідності, а також прозорістю графену можна керувати, змінюючи поперечну напругу (правий Рис. 10b). Ці ефекти було вперше передбачено й описано в роботі *Валерія Гусиніна, Сергія Шарипова* і *Джона Карбота* [11-12], де також отримано аналітичні вирази для динамічної провідності.

Оскільки коефіцієнт проходження світла через графен виражається через динамічну провідність формулою  $T_{opt} = 1/(1 + 2\pi\sigma(\Omega)/c)^2$  [13], де  $c$  є швидкістю світла, то одержуємо, що прозорість графену визначається постійною тонкої структури  $\alpha \approx 1/137$  і дорівнює  $0.977$ , тобто, справді поглинається тільки порядку 2.3% падаючого світла. Саме таку поведінку оптичної провідності та коефіцієнта проходження світла спостерігали в експериментальних роботах [13-14], включаючи роботу нобелівських лауреатів *А. Гейма* і *К. Новосолова* [15], які посилаються на роботи *Валерія Гусиніна* і *Сергія Шарипова*. Оптична прозорість графену може мати низку важливих практичних застосувань, наприклад, для використання як прозорих електродів для рідинно-кристалічних екранів.

#### 4.2. Бозе-конденсація магнів

Одним із найяскравіших і незвичайних фізичних явищ є так звана бозе-ейнштейнівська конденсація, або фазовий перехід системи від свого газового стану до рідкого у колективі невзаємодіючих частинок, які за статистикою мають бути бозонами, або спроможними на відміну від ферміонів у будь-якій кількості збиратися у кожному з дозволених ім квантових станів. Це явище, передбачене *Альбертом Ейнштейном* ще у далекому 1925 році, вдалося реалізувати відносно недавно — лише у 1995 році, за що групу експериментаторів відзначено Нобелівською премією. Слід зазначити, що великий внесок у розвиток уявлень про бозе-ейнштейнівську конденсацію належить засновнику нашого інституту *Миколі Миколайовичу Боголюбову*.

Практично завжди вважалося, що вона може відбуватися лише за низьких, а точніше — наднизьких температур, і реальна, тобто спостережувана, бозе-конденсація була

здійснена при  $T \sim 10^{-7} - 10^{-8}K$ . Головною відмінністю бозе-ейнштейнівського конденсату від звичних нам рідин, які теж є конденсованими середовищами, є та, що в них усі частинки ведуть себе як одна, тобто тотожно, і такі квантові конденсати є абсолютно когерентними зібраними великої кількості частинок. Тим несподіваним стало відкриття у 2006 р. групою експериментаторів з України, Росії та Німеччини цього явища при кімнатних температурах, яке за аналогією з надпровідністю можна було б назвати високотемпературною бозе-конденсацією. Проте спостережене воно було не в тій або іншій системі частинок, а в системі квазічастинок, або елементарних слабко взаємодіючих збуджень над основним станом твердих тіл. Конкретно мова йшла про феромагнетики та магнітні елементарні збудження, які зветься магнонами. Цей неординарний результат викликав великий сплеск зацікавленої уваги теоретиків усього світу, але най-

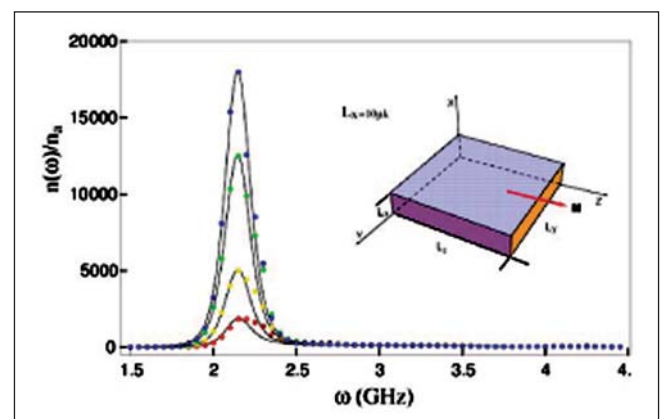
повнішу теорію бозе-конденсації магнів побудовано у 2007-09 роках співробітниками нашого інституту *Анатолієм Бугрієм* і *Вадимом Локтєвим*, які не тільки визначили критерії кімнатно-температурної бозе-конденсації, але й кількісно описали спостережувані факти.

Класична формула для температури бозе-конденсації ТВЕС залежно від густини квазічастинок  $n$  та їхньої маси  $m$ :

$$T_{BEC} = (n^{2/3} / m) * (2\pi\hbar^2 / k_B) (2/3)^{3/2}$$

Спектральна густина спінових хвиль  $n(\omega)$  формується завдяки трьом складовим: конденсатного  $n_c(\omega)$ , поверхневого  $n_s(\omega)$  та об'ємного  $n_v(\omega)$  внесків. Проблема в тому, що ці три складові принципово різної природи мають однакову дзвоноподібну форму залежності від частоти. Тобто сама по собі резонансна поведінка спостережуваних даних не є достатньою підставою для висновку щодо утворення власне бозе-конденсату. Автори сформулювали умови, за якими можна експериментально відокремити конденсатну складову від маскувальних резонансних ефектів, що вносять некогерентні об'ємний і поверхневий внески.

Як видно з Рис. 11, теоретичні розрахунки спектральної густини магнів за різної потужності накачування (лінії) адекватно відображають експериментальні дані (кружечки). На вставці зображена геометрія феромагнітної плівки залізо-ітрієвого гранату, з яким проводилися експерименти. Цей результат Відділення фізики і астрономії НАН України визнало одним із краших у 2009 році.



**Рис. 11.** Спектральна густина магнів за різної потужності накачування: кружечки — експериментальні дані; лінії — теоретичні розрахунки. На вставці зображена геометрія феромагнітної плівки залізо-ітрієвого гранату



### 4.3. Перемикання полярності магнітних вихорів у наномагнетиках

Наномагнетик — це зразок феромагнітного матеріалу субмікрометрового розміру (характерний розмір у площині — сотні нм, товщина — кілька десятків нм). Такий розмір для більшості магнетиків є замалим для утворення доменної структури, але завеликим для стану однорідної намагніченості. За рахунок конкуренції між обмінною та диполь-дипольною взаємодіями у високосиметричних наномагнетиках може виникати вихровий розподіл намагніченості: у площині магнетика намагніченість замкнена по колу (як у звичайному вихорі), а в центрі такого вихору вона спрямована перпендикулярно до площини магнетика, в один чи в інший бік, що відповідає відповідно додатній та від'ємній полярності. Розглядаючи полярність вихору як біт інформації, можна побудувати комп'ютерну пам'ять нового покоління VRAM (Vortex Random Access Memory). Швидкодія та щільність запису у VRAM є такою ж як і в сучасній комп'ютерній пам'яті (DRAM), але на відміну від останньої VRAM є енергонезалежною (вміст пам'яті зберігається при вимкненні живлення), а при роботі використовує енергії на 99% менше ніж DRAM. Коміркою VRAM є нанодиск, що перебуває у вихровому стані.

Подіявши на вихор імпульсом магнітного поля в площині диску, можна перекинути його полярність за наступним механізмом: вихор під дією магнітного поля починає рухатись, при досягненні певної критичної швидкості поблизу його центру народжується пара вихор-антивихор з полярностями, протилежними до полярності початкового вихору, антивихор анігує з початковим вихором і залишається лише новий вихор з полярністю, протилежною до полярності початкового вихору [16]. Характерний час такого перемикання 100 пс.

Окрім описаного методу існують інші способи керування полярністю магнітного вихору, які для певних технічних реалізацій можуть бути прийнятніші. Наприклад, у роботі [17] досліджено вплив змінного зовнішнього магнітного поля  $B = B_0(\cos \omega t, \sin \omega t, 0)$ , що обертається у площині нанодиску, на динаміку вихору в ньому. З використанням мікромагнітного моделювання показано, що інтенсивність взаємодії вказаного поля з вихровим розподілом залежить від взаємної орієнтації векторів частоти та полярності вихору: при їх протилежній орієнтації ( $\omega p < 0$ ) взаємодія значно інтенсивніша та може призвести до перемикання полярності вихору. Приклад такої діаграми перемикання, побудованої для пермалоевого диску з  $R_0 = 66$  нм та  $h = 20$  нм, показано на Рис. 12.

Окрім магнітного поля, полярністю магнітного вихору можна також керувати за допомогою спін-поляризованого струму  $j$ , пропускаючи останній у напрямку, перпендикулярному до площини магнетика [18-20]. Вплив такого струму за умови  $j p \sigma < 0$ , де  $\sigma = \pm 1$  позначає напрямок спінової поляризації струму, призводить до ефективного зменшення тертя у динаміці вихору. Внаслідок цього при перевищенні  $j$  деякого критичного значення вихор виходить із центру диску, розкручуючись по логарифмічній спіралі, та перемикає свою полярність. Процес перемикання у всіх зазначених випадках відбувається за описаним вище механізмом з проміжним утворенням вихор-антивихрової пари.

### 4.4. Статистичне описання систем з взаємодією

Існує багато методів статистичного опису систем взаємодіючих частинок. Водночас, для цілого ряду модельних потенціалів взаємодії не вдається визначити статистичну суму системи. Для деяких потенціалів взаємодії статистич-

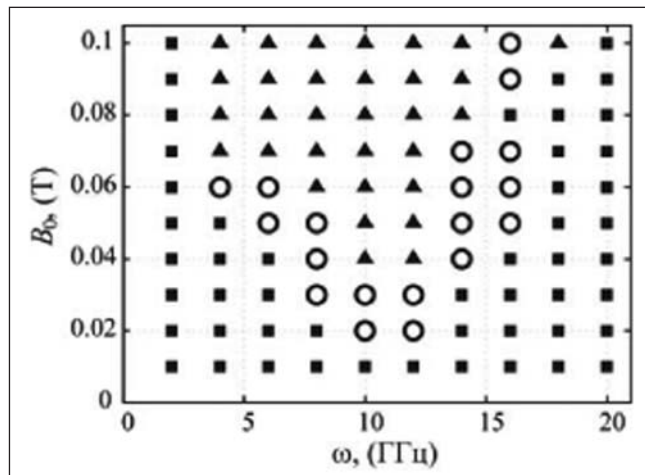


Рис. 12. Діаграма перемикання полярності вихору циркулярно поляризованим зовнішнім полем. Символи відповідають параметрам поля, при яких відбувається:   
 o — односпрямоване перемикання,   
 ▲ — багатократне перемикання,   
 ■ — перемикання не відбувається

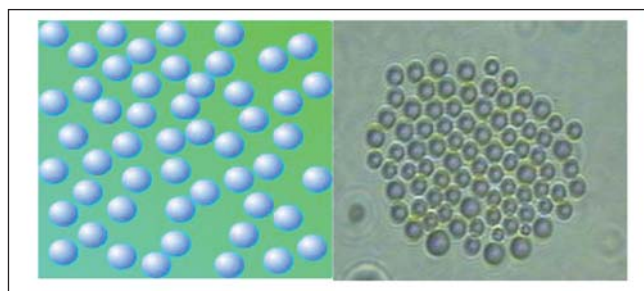


Рис. 13. Процес формування просторово неоднорідного розподілу в системі Бозе-частинок

на сума просто розбігається. Такі потенціали називають катастрофічними, а вивчення відповідних систем вимагає розробки спеціальних підходів. Електростатична та гравітаційна взаємодії очевидно належать до класу катастрофічних. На основі апарату теорії поля запропоновано новий підхід до статистичного опису систем взаємодіючих частинок. Підхід дозволяє описати фазовий перехід, що супроводжується просторово неоднорідним розподілом частинок. Рівноважний розподіл у цьому випадку відповідає локальному мінімуму вільної енергії системи на кожній стадії еволюції, але абсолютний мінімум вільної енергії такої системи недосяжний. Застосування методів класичної статистичної фізики та теорії поля дозволило розробити новий підхід до опису систем взаємодіючих частинок з врахуванням їх просторово неоднорідного розподілу та побудувати теорію утворення кластерів у конденсованих середовищах.

Базуючись на класичному гамільтоніані моделі Ізінга, де враховано повну енергію взаємодії в системі з притяганням та відштовхуванням, можна записати формально статистичну суму системи, де початково підсумовування проводиться за числами заповнення відповідних вузлів ґратки, форма якої при переході до континуального опису не відіграє вирішальної ролі. Використавши відомі властивості Гаусового інтегралу, можна за допомогою представлення Хаббарда-Стратоновича звести статистичну суму до континуального інтегралу по додаткових полях і використати добре розроблені методи квантової теорії поля для знаходження конфігурації полів, що будуть давати найбільший внесок у статистичну суму. Перевальні "траєкторії" будуть відбирати такі стани. При допомозі такого представлення

задачу статистичної фізики можна звести до задач математичної фізики, знаходження розв'язків нелінійних диференціальних рівнянь для відповідних полів. Ця задача значно легша за визначення статистичної суми. Чи буде розподіл частинок у системі однорідним, чи ні, буде залежати від розв'язків отриманих рівнянь.

У цьому підході вдалося описати поведінку кулонівських систем із формуванням Вігнеровського кристалу, поведінку самогравітуючої системи з формуванням просторово неоднорідного розподілу частинок, поведінку системи з далекосяжним відштовхуванням та короткодіючим притяганням [21-24]. У запропонованому підході можна пояснити формування комірчастих структур у звичайних та рідкокристалічних колоїдах та самогравітуючій системі. Також вдалося запропонувати та точно розв'язати дві нові моделі статистичної фізики. Для ілюстрації на Рис. 13 зображено формування просторово неоднорідного розподілу в системі Бозе-частинок з притяганням. Метод видається перспективним для статистичного опису просторово неоднорідного розподілу частинок у конденсованих середовищах.

## V. ФІЗИКА М'ЯКОЇ РЕЧОВИНИ

### 5.1. Теорія формування структур у рідкокристалічних колоїдах

До систем, які вивчає фізика м'якої матерії, належать комплексні рідини з молекул чи молекулярних агрегатів, організованих на великих масштабах. До таких матеріалів належать в основному продукти органічного синтезу, складовою частиною яких є складні молекули анізотропної форми, пов'язані між собою слабкою взаємодією. Це молекулярні та рідкі кристали, колоїди, гранульовані матеріали, полімери та багато іншого.

Рідкі кристали є проміжною фазою між рідиною та твердим тілом. Це анізотропна рідина, складовими елементами якої є видовжені молекули. При низьких, але кімнатних температурах у таких матеріалах настає орієнтаційне впорядкування довгих осей видовжених молекул. Рідкі кристали за своїми властивостями діляться на три класи: нематика (присутнє тільки орієнтаційне впорядкування і нема просторового), холестерики (орієнтаційне впорядкування має ще і вісь закручення і структура являє собою спіраль) та смектики (присутнє просторове впорядкування окремих шарів в одному напрямку).

Фізичні властивості рідких кристалів можуть істотно змінюватися як при наявності мікроскопічних, так і макроскопічних домішок. Для ілюстрації можна навести приклад. У рідкий кристал, який жодним чином не можна взяти в руки (оскільки це чиста в'язка рідина), вносилися маленькі (порядку мікрометра) металічні домішки. Ці домішки в рідкому кристалі утворювали каркас у вигляді паву-

тини (так звані комірчані структури) і вже нову систему можна було брати в руки з допомогою пінцету як просте м'яке тіло. Очевидно, що пружна взаємодія між включеннями може формувати нові структури в системі самих включень а тим самим змінювати саме середовище.

Були передбачені нові структури в системі таких включень, частина яких була підтверджена експериментально. Наприклад, в Інституті фізики були виявлені як ланцюжкові структури, так і двовимірні гексагональні структури в системі гліцеринових крапель на поверхні розділу рідкого кристалу з повітрям. Крім того, було виявлено співіснування двох гексагональних структур, як зі щільним упакуванням так і зі звичайним, при одних і тих самих термодинамічних умовах. Було показано, що дія магнітного або електричного поля вздовж такої структури призводить до перебудови гексагональної структури в ланцюжкову. При наявності в рідкому кристалі оптично активних добавок із можливістю конформаційної зміни, виникає можливість змінювати період гексагональної структури. Можна було організувати часову модуляцію періоду гексагональної структури зі зміною частоти лазерного випромінювання, що діяло на рідкий кристал. Крім того, за допомогою маски, де в окремих областях був вплив ультрафіолету, дозволило сформувати фотонний кристал з трьома забороненими зонами в мікрометровому діапазоні.

Отже, можна стверджувати, що побудована теорія рідкокристалічних колоїдів з урахуванням взаємодії за рахунок деформації пружного поля директора [25-28]. Це дозволило зрозуміти природу формування структур у системі включень і побудувати нові, раніше невідомі структури в системі частинок, що внесені в рідкий кристал. За допомогою лазерного пінцета тепер можна маніпулювати частинками і вносити їх в область притягання, а на малих відстанях вони будуть відштовхуватися за рахунок великих деформацій, що дозволяє формувати наперед задані структури в системі включень. Приклади далеко не всіх відкритих у рідкокристалічних колоїдах структур наведено на рис. 14.

### 5.2. Поодинокий нейрон виконує змістовну функцію при обробці вхідних імпульсів

Поодинокі нейрони мозку одержують імпульси від інших нейронів і посилають імпульси іншим нейронам. Фізико-хімічні механізми міжнейронної комунікації і генерації вихідних імпульсів добре відомі [29]. Але виконанню якої змістовної функції служать ці механізми? Для пояснення такої функції пропонували дві концепції нейрона: "часовий інтегратор" і "детектор співпадінь" [30].

Нову концепцію, "зв'язуючий нейрон", було запропоновано в результаті аналізу динаміки генерації спайків шляхом чисельного моделювання рівняння Ходжкіна-Хакслі зі стимулами, наближеними до природних [31].

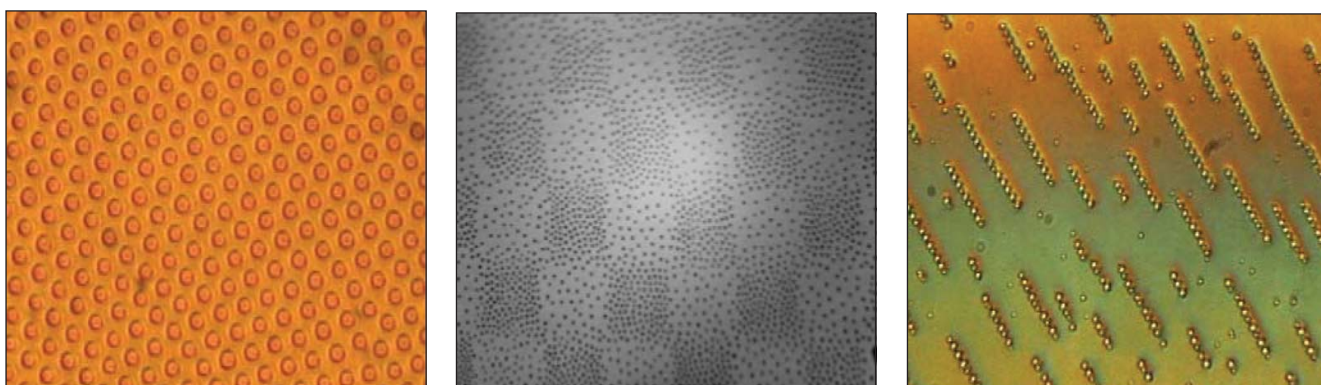


Рис. 14. Деякі типи рідкокристалічних структур



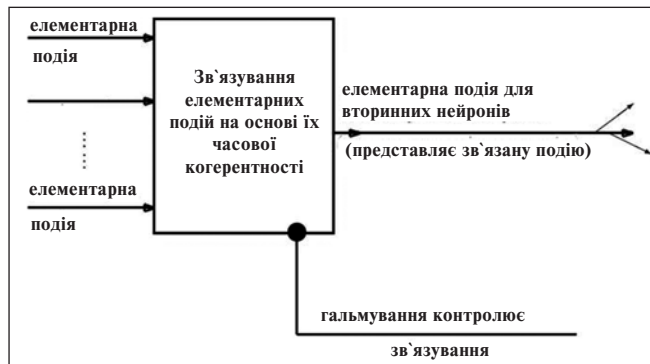


Рис. 15. Концепція обробки сигналів в поодинокому нейроні

Згідно з цією концепцією нейрон посилає вихідний імпульс, якщо на його вхід приходить певна кількість імпульсів у достатньо вузькому часовому вікні. Соматичне (калієве) гальмування звужує ширину часового вікна, в якому мають прийти імпульси для генерації вихідного імпульсів у достатньо вузькому часовому вікні (Рис. 15). Вихідний імпульс у цій концепції служить абстрактним представленням комплексної події — одержання певної кількості вхідних імпульсів у певному часовому вікні.

### 5.3. Молекулярна електроніка

Однією з найважливіших проблем сучасної електроніки є мініятуризація її елементної бази. Як таку базу передбачено використання органічних молекул та молекулярних наноструктур. Зараз розвинута унікальна техніка дослідження струмів як через окремі молекули, так і через молекули, що входять у структуру моно- та бішарів (Рис. 16а). Це дозволило розпочати з'ясування фундаментальних фізичних механізмів провідності окремих молекул. У відділі квантової теорії молекул і кристалів ІТФ ім. М.М. Боголюбова НАН України розвинута теорія електрон-транспортних процесів, що відбуваються в нанопристроях "електрод-молекула-електрод" [32-33].

Показано принципову роль кінетичної перезарядки молекули, що відбувається у процесі трансмісії електронів через молекулу. Ця перезарядка визначає ймовірності перебування молекули в тому чи іншому зарядовому стані. Тому обидва механізми формування струму через молекулу, стрибковий (*hop*) та прямий міжелектродний (*dir*), тобто тунельний, рис. 16б, залежать від зарядового стану молекули. Теорія добре описує експеримент.

На Рис. 16в проілюстровані діодні (випрямні) властивості молекули [34]. Теорія також передбачає, що швидке перемикання електричних потенціалів на контактах призводить до великих струмів вмикання/вимикання у діоді порівняно зі стаціонарними струмами у тому ж діоді [35-36] (Рис. 16г). Цей ефект із необхідністю має бути врахований при роботі молекулярних діодів, транзисторів, трансмітерів, перемикачів тощо.

### 5.4. Нанофізика біосистем

Член-кореспондент НАН України *Петров Е.Г.* та доктор фіз.-мат. наук *Тесленко В.І.* розвинули теорію квантових переходів у гнучких молекулярних наноструктурах. Показано, що височастотні термодинамічні флуктуації, які викликаються рухом структурних груп наномолекули, призводять до нівелювання температурної залежності швидкостей переходів між квазі-ізоенергетичними станами конформаційно рухливих молекул. На основі розвинутої теорії дано пояснення встановленого в Інституті фізіології ім. О.О. Богомольця факту температурної незалежності роботи рецепторів болю у фізіологічно важливій області температур (20-40°C) [37]. Пояснення базуються на тому, що в окремих групах і сегментах молекулярних наноструктур завжди спостерігаються стохастичні рухи, зумовлені термодинамічними флуктуаціями (див. приклад дихотомічних флуктуацій на схемі, Рис. 17а).

Рецептор болю являє собою молекулярну білкову структуру, яка теж перебуває під дією термодинамічних флуктуацій. Специфічним є те, що в рецепторі болю присутній центр зв'язування молекул АТФ (див. вставку у Рис. 17в), причому цей центр може перебувати як у жорсткому, так і в рухливому конформаційних станах. Під дією

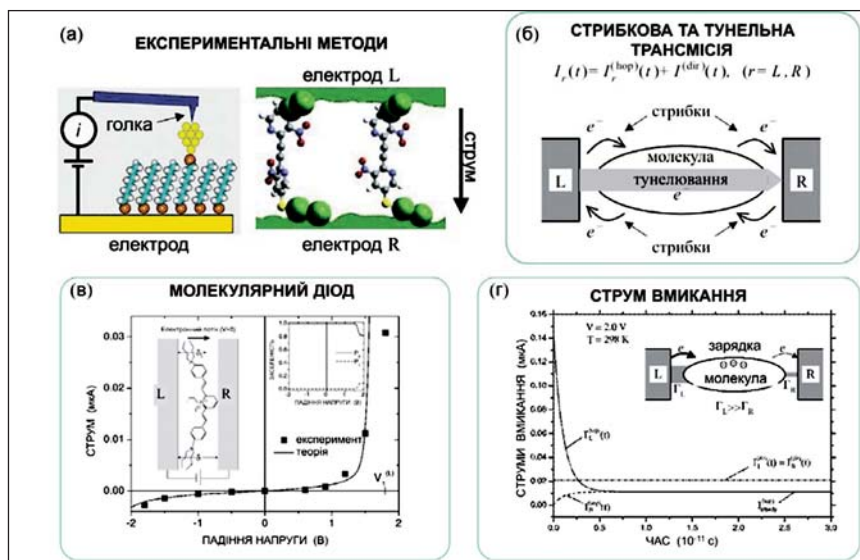


Рис. 16. Формування електронного струму через молекулу

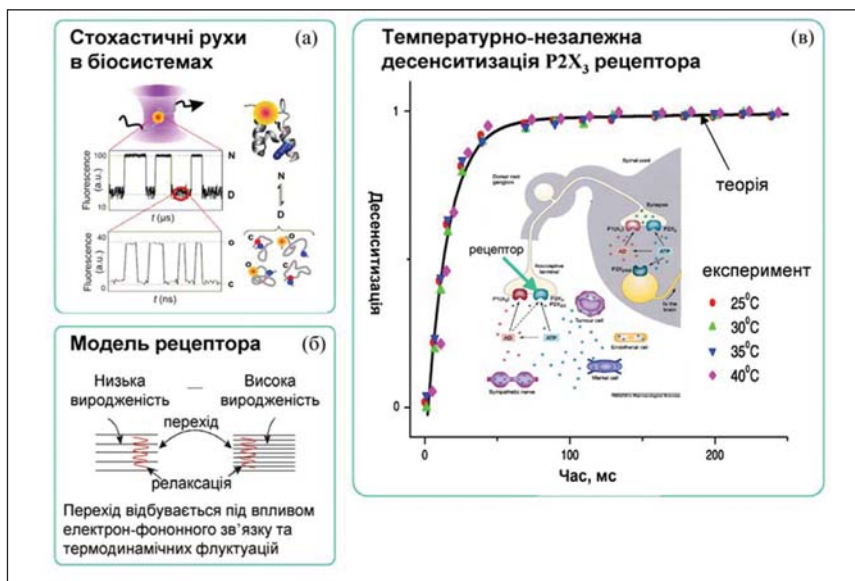


Рис. 17. Десенситизація рецептора болю



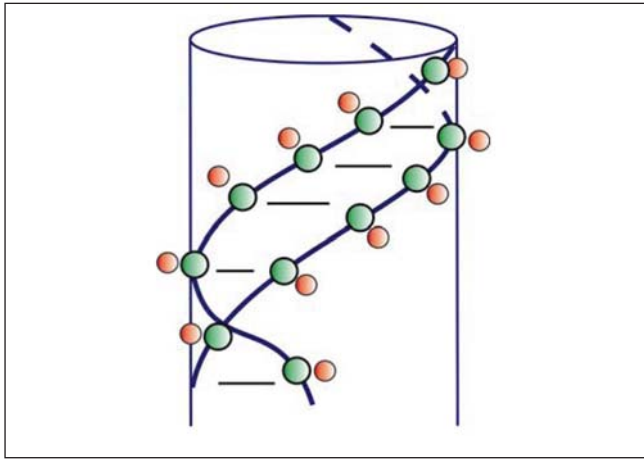


Рис. 18. Іон-фосфатна ґратка ДНК

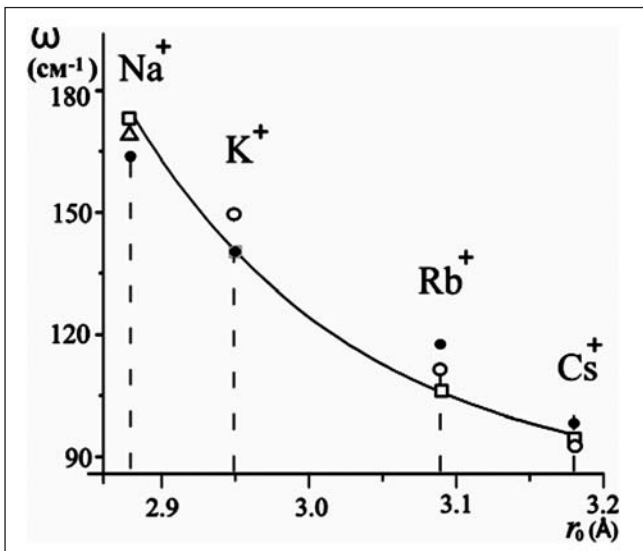


Рис. 19. Залежність частот іон-фосфатних коливань ДНК від типу протиіонів лужних металів. □ — розрахункові значення частот; Δ і о — експериментальні дані для висушених полінуклеотидів, ● — значення частот іонних коливань у кристалах хлоридів лужних металів

імпульсу болю молекула АТФ активує рецептор, в результаті чого через канал нейрональної мембрани починає йти струм, який блокується при десенситизації рецептора.

У запропонованій фізичній моделі активація каналу полягає у квазі-ізоенергетичному переході молекули рецептора з жорсткого до рухливого конформаційних станів. При цьому направленість десенситизації інтерпретується як процес, що супроводжується зростанням виродженості молекулярних станів рецептора (Рис. 17б). Модель дозволяє кількісно описати кінетику десенситизації рецептора болю та добре узгоджується з експериментальними даними (Рис. 17в) [38-39].

### 5.5. Динамічна іон-фосфатна ґратка ДНК

Починаючи з перших досліджень структури нуклеїнових кислот, було відомо, що в експериментальних зразках ДНК завжди міститься певна кількість іонів лужних металів (частіше за все Na<sup>+</sup> або K<sup>+</sup>), але їхня роль не була визначена. Вважали, що ДНК — це кислота, тому іони, які знаходили при хімічному аналізі, не брали до уваги при побудові структурних моделей макромолекули. Вперше на особливу роль іонів звернули увагу Уотсон і Крік. Вони припустили, що іони лужних металів нейтралізують від'ємні заряди фос-

фатних груп макромолекули і виконують роль протиіонів, а сама ДНК є сіллю лужних металів. У водному розчині сіль ДНК дисоціює на протиіони та аніонний поліелектроліт, подібно до того, як дисоціює сіль NaCl на катіони Na<sup>+</sup> та аніони Cl<sup>-</sup>. На відміну від звичайної солі NaCl, у розчині солі ДНК протиіони не відходять від макромолекули на великі відстані. Разом з водою вони утворюють навколо макромолекули іон-гідратний шар, який стабілізує структуру подвійної спіралі (Рис. 18). Як показують численні дослідження, форма подвійної спіралі, її пружні властивості та механізми взаємодії макромолекули ДНК з біологічно активними речовинами значною мірою залежать від концентрації та типу протиіонів у розчині.

При певній концентрації протиіонів у розчині більшість фосфатних груп ДНК є заповненими. Структура, яку утворюють протиіони разом з фосфатними групами подвійної спіралі, є регулярною і може розглядатися як іонна ґратка. Динаміку такої ґратки досліджено в рамках феноменологічного підходу, що враховує основні коливальні рухи структурних елементів подвійної спіралі та описує низькочастотний спектр ДНК (<200 см<sup>-1</sup>). Результати досліджень для ДНК з різними протиіонами показали, що в спектрі низькочастотних коливань ДНК існує мода коливань протиіонів відносно фосфатних груп остова макромолекули [40]. Частота іон-фосфатних коливань зменшується від 180 до 95 см<sup>-1</sup> при збільшенні маси протиіону, що добре узгоджується з експериментальними даними (Рис. 19).

Аналіз характеру коливань показав, що легкі протиіони (Li<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup> та K<sup>+</sup>), рухаючись відносно фосфатних груп остова макромолекули, не збурюють внутрішньої динаміки подвійної спіралі, а важкі протиіони (Rb<sup>+</sup> та Cs<sup>+</sup>) примушують рухатися усі структурні елементи ДНК. Виявлена відмінність конформаційної динаміки ДНК під дією важких протиіонів пояснює негативний біологічний вплив важких іонів металів на організм.

Для експериментального підтвердження існування мод іон-фосфатних коливань у низькочастотному спектрі ДНК досліджено спектри комбінаційного розсіяння водних розчинів ДНК з протиіонами Na<sup>+</sup> та Cs<sup>+</sup>. У спектрі Cs-ДНК виявлено підсилення смуги 100 см<sup>-1</sup>, порівняно з Na-ДНК [41]. Проведені розрахунки коливальних спектрів ДНК з протиіонами в низькочастотному діапазоні показали, що таке підсилення смуги у випадку Cs-ДНК викликано модою іон-фосфатних коливань, інтенсивність якої значно більша, ніж інтенсивність мод Na-ДНК [42]. Таким чином, експериментально і теоретично показано, що в низькочастотному спектрі Cs-ДНК існує мода іон-фосфатних коливань. Визначення моди іон-фосфатних коливань у спостережених спектрах підтверджує існування динамічної іон-фосфатної ґратки в розчинах ДНК з протиіонами.

## VI. ТЕОРІЯ ТА МОДЕЛЮВАННЯ ПЛАЗМОВИХ ПРОЦЕСІВ

### 6.1. Статистична теорія та моделювання турбулентної плазми

Однією з основних завдань на шляху реалізації керованого термоядерного синтезу, як відомо, є плазмові нестійкості, які приводять плазму до турбулентного стану. Такий стан характеризується аномально інтенсивною дифузією частинок і енергії (температури), що не дозволяє ефективно утримувати нагріту плазму. Найшкідливішими при цьому виявились низькочастотні нестійкості, зумовлені наявністю у плазмі градієнтів густини частинок і температури. Необхідність покращити утримання плазми ставить перед теоретиками задачу математичного опису і числового моделювання транспортних процесів у турбулентній плазмі.

В останні роки в інституті отримано ряд цікавих результатів у цій галузі. Зокрема, на основі послідовного мікроскопічного опису були сформульовані кінетичні рівняння з часово-нелокальними (немарковськими) інтегралами зіткнень, тобто інтегралами, значення яких у певний момент часу визначається значеннями функції розподілу в попередні моменти часу, а отже кінетичні коефіцієнти (коефіцієнт дифузії в просторі швидкостей і коефіцієнт тертя є часово-нелокальними). Ці рівняння узагальнюють рівняння квазілінійної теорії (в яких при розрахунках інтегралу зіткнень траєкторії частинок вважаються незбуреними) та перенормованої теорії Дюпрі-Вейнштока (де при розрахунках інтегралу зіткнень враховується дифузія траєкторії у фазовому просторі) на випадок великих часів кореляції турбулентних полів. Використання отриманих рівнянь дозволяє послідовно описати зв'язок між коефіцієнтом турбулентної дифузії та інкрементом (характеристикою наростання амплітуди хвилі) плазмової нестійкості. При цьому вдалося врахувати такі чинники як наявність зовнішнього магнітного поля, генерацію зональних течій (виникнення в результаті нелінійної взаємодії хвиль потоків плазми, в напрямку, перпендикулярному до градієнта густини частинок), дрейфові рухи плазми та резонансну взаємодію частинок з хвилею [43].

## 6.2. Перенесення та нагрівання частинок у випадкових полях

Для прогнозування перенесення заряджених частинок у пристроях керованого термоядерного синтезу, так само як і для перенесення забруднень в атмосфері та океані, необхідно знати поведінку частинок у полі випадкових сил. Найвідомішим прикладом поведінки частинок під впливом випадкових поштовхів є броунівський рух. Якщо дія сили на проміжках часу малих, порівняно з часом спостережень, є повністю випадковою (тобто час кореляції прямує до нуля), відбувається звичайна дифузія. Але флуктуації електромагнітних полів у плазмі та швидкості в океані й атмосфері не є миттєвими поштовхами, вони можуть змінюватися у часі та просторі досить повільно. Крім того, в таких середовищах можуть утворюються збурення, що довго не розпадаються і захоплюють частинки. Через те, що задача є нелінійною, не існує загальних методів розрахунку функції розподілу частинок, навіть якщо статистичні властивості флуктуацій полів є відомими.

Одним із корисних шляхів є числове дослідження поведінки частинок за допомогою спрощених моделей випадкових полів, проте достатньо змістовних, щоб знайдені розв'язки відображали важливі риси поведінки реальних систем [44]. Нами було розглянуто дифузію заряджених частинок під дією випадкового електричного поля в ізотропній та замагніченій плазмі. Якщо час кореляції полів не є малим, характер дифузії відрізняється від звичайного: коефіцієнт дифузії стає змінним у часі. Було виконано моделювання руху частинок і побудовано розв'язки, які відтворюють результати моделювань, і тим самим встановлюють зв'язок між статистичними характеристиками полів помірної інтенсивності та розподілом частинок [45-46]. Розраховано ймовірності переходу частинки у фазовому просторі з урахуванням дії турбулентного поля (перенормовані ймовірності переходу) та знайдено функцію діелектричного відгуку, що враховує дифузію у фазовому просторі траєкторій частинок [47]. Це відкриває можливість самоузгодженого розрахунку транспортних коефіцієнтів.

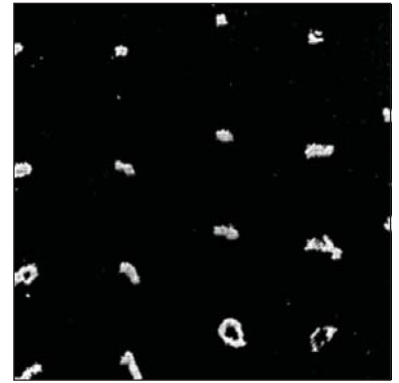


Рис. 20. Плазмовий кристал

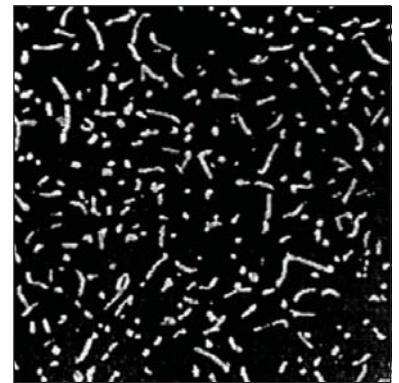


Рис. 21. Плавлення плазмового кристала

### Література

1. П.И. Фомин // ДАН УССР, Сер. А. № 9, 831 (1975).
2. П.И. Фомин, Ю.В. Штанов, О.В. Барабаш // КФНТ, 25, № 1, 3, (2009).
3. V. Sahni, Yu. Shtanov // JCAP 0311, 014 (2003).
4. A. Viznyuk, Yu. Shtanov // Phys. Rev. D 76, 064009 (2007).
5. Yu. Shtanov, V. Sahni, A. Shafieloo, A. Toporensky // JCAP 04, 023 (2009).
6. M. Gazdzicki, M.I. Gorenstein // Acta Phys. Polon. B 30, 2705 (1999)
7. І.В. Сименюк, Ю.М. Бідасюк, М.В. Кузьменко, В.М. Хряпа // УФЖ, 54, № 9, 881 (2009).
8. V.P. Gusynin, S.G. Sharapov // Phys. Rev. Lett. 95, 146801 (2005).
9. K.S. Novoselov, et al. // Nature 438, 197 (2005).
10. Y. Zhang, H. Stormer et al. // Nature 438, 201 (2005).
11. V.P. Gusynin, S.G. Sharapov, J.P. Carbotte // Phys. Rev. Lett. 96, 256802 (2006).
12. V.P. Gusynin, S.G. Sharapov, J.P. Carbotte // New Journal of Physics, 11, 095013 (2009).
13. A.V. Kuzmenko et al. // Phys. Rev. Lett. 100, 117401 (2008).
14. Z.Q. Li, D. Basov et al. // Nat. Phys. 4, 532 (2008).
15. R.R. Nair, K.S. Novoselov, A.K. Geim et al. // Science 320, 1308 (2008).
16. R. Hertel, S. Gliga, M. Fahnle, C. Schneider // Phys. Rev. Lett. 98, 117201, (2007).
17. V. Kravchuk, D. Sheka, Yu. Gaididei, F. Mertens // J. Appl. Phys., 102, 043908 (2007).
18. D. Sheka, Yu. Gaididei, F.G. Mertens // Appl. Phys. Lett., 91, 082509 (2007).
19. J.-G. Caputo, Yu. Gaididei, F.G. Mertens, D.D. Sheka // Phys. Rev. Lett., 98, 056604 (2007).
20. B. Ivanov, C. Zaspel // Phys. Rev. Lett. 99, 247208 (2007).
21. B.I. Lev and A.Ya. Zhugayevich // Phys. Rev. E 57, 6460 (1998).
22. K.V. Grigorishin, B.I. Lev // Phys. Rev. E 71, 066106 (2005).
23. B.I. Lev // IJMP B, 25, 16, 2237 (2011).
24. B. I. Lev, and A. G. Zagorodny // Phys. Rev. E, 85, 061103 (2011).
25. B.I. Lev and P. M. Tomchuk // Phys. Rev. E. 59, 591 (1999).
26. B. Lev, S. Chernyshuk, P. M. Tomchuk and H. Yokoyama // Phys. Rev. E 65, 021709, (2002).
27. B. Lev, S. Chernyshuk, H. Yokoyama // Phys. Rev. E 71, 066106 (2005)
28. S. Chernyshuk and B.I. Lev // Phys. Rev. E 84, 011107 (2011); Phys. Rev. E 85, 011706 (2012).
29. A.L. Hodgkin, A.F. Hux-ley // Journ. of Physiology 117, 500 (1952).
30. P. Konig, A.K. Engel, W. Singer // Trends in Neurosciences 19(4), 130 (1996)
31. О.К. Відибіда // Доповіді НАН України, 10, 161 (1996).
32. E.G. Petrov // Chem. Phys., Chem. Phys. 326, 151 (2006).
33. E.G. Petrov // NATO Sci. Ser. II, 241, 37 (2007).

### 6.3. Кінетичний опис властивостей заporошеної плазми

Фізика плазми, яка веде свій відлік від 1920-х років, продовжує бурхливо розвиватися. З'являються нові її розділи. Наприклад, близько 20 років тому виник новий розділ — фізика заporошеної плазми. Заporошеною плазмою називають плазму з дрібнодисперсною твердотільною фазою (порошинками). Така плазма має особливі властивості, пов'язані з тим, що порошинки можуть накопичувати і нести на собі великий електричний заряд. Однією з причин появи такого заряду є поглинання електронів та іонів з плазми, що оточує порошинку. Оскільки теплова швидкість електронів набагато перевищує швидкість іонів, то поглинання електронів іде інтенсивніше, а отже заряд порошинки стає від'ємним. Заporошена плазма широко представлена як у природних, так і в лабораторних умовах. У природних умовах — це космічна і геофізична плазма, хвости комет, планетарні кільця тощо. Якщо говорити про заporошену плазму в лабораторних умовах, то це газові розряди, плазма в технологічних установках для обробки поверхонь (очистка поверхні, нанесення покриттів, плазмове травлення), термоядерна плазма в токамаках, плазма, що утворюється при плазмовому та лазерному зварюванні тощо. Окрім суто практичних застосувань, заporошена плазма є важливим об'єктом і для фундаментальних досліджень. У заporошеній плазмі легко створити умови, за яких відбувається зміна фазового стану системи порошинок; вона може поводити себе як газ або рідина чи навіть утворювати кристалічні структури (Рис. 20, 21). Такі зміни можна спостерігати практично неозброєним оком, а отже заporошена плазма стає ідеальним полігоном для перевірки теорії критичних явищ у багаточастинкових системах.

Таким чином, теоретичні дослідження структурних і кінетичних властивостей заporошеної плазми є надзвичайно актуальними як для подальшого розвитку теорії заporошеної плазми, так і для численних технологічних застосувань, зокрема для з'ясування умов появи структур у підсистемі порошинок та вивчення впливу присутності порошку на властивості та параметри газових розрядів. Послідовний опис заporошеної плазми потребує узагальнення кінетичної теорії плазми з урахуванням самоузгодженої динаміки заряджання порошинок. Таке узагальнення здійснено на основі перших принципів статистичної механіки. Було сформульовано мікроскопічні рівняння для заporошеної плазми (при цьому заряд порошинки розглядався як нова динамічна змінна), виведено відповідний ланцюжок рівнянь Боголюбова-Борна-Гріна-Кірквуда-Івона, дано узагальнення умови повного послаблення початкових кор-

ляцій і сформульовано кінетичні рівняння для електронів, іонів та порошинок [48-49]. Отримані кінетичні рівняння стали основою для подальшого розвитку теорії заporошеної плазми.

Очевидно, що для опису заporошеної плазми необхідно знати потенціал взаємодії порошинок у плазмі. Попри значні успіхи в дослідженні таких потенціалів, їх послідовний розрахунок залишається однією з актуальних задач фізики заporошеної плазми. В результаті аналітичних і числових розрахунків (зокрема на основі точних числових розв'язків кінетичних рівнянь), виконаних в інституті протягом останніх років, удалося детально вивчити властивості ефективних потенціалів порошинки, зумовлені наявністю плазмових потоків (струмів) на порошинку, які і підтримують заряд порошинки [50-53]. Існування потоків виявилось надзвичайно важливим. Якщо у випадку макрочастинки з фіксованим зовнішнім зарядом потенціал є екранованим, тобто добре описується формулою Дебая:

$$\Phi(r) = q (e^{-r/\lambda_D} / r),$$

то у випадку порошинки, заряд якої підтримується плазмовими струмами, потенціал являє собою суперпозицію екранованого і кулонового потенціалів:

$$\Phi(r) = q_1 (e^{-r/\lambda_D} / r) + q_2 (1/r).$$

Тут  $q_1$  і  $q_2$  — ефективні заряди екранованої та кулонової частин, які нелінійним чином залежать від параметрів плазми і розміру порошинки.

Надзвичайно цікаві властивості має також потенціал порошинки, що рухається. За певних умов поляризація плазми навколо такої порошинки може відбуватися таким чином, що попереду порошинки домінує надлишковий додатний заряд, а позаду від'ємний. Це означає, що порошинка, яка рухається, замість того, щоб гальмуватися індукованим навколо неї полем (як у випадку частинки з фіксованим зарядом, яка не поглинає електрони та іони), починає прискорюватися [54]. Цей механізм може бути однією з причин аномально високої кінетичної температури (середньої кінетичної енергії) порошинки та плавлення плазмових кристалів, що спостерігається в експериментах.

Очевидно, що поблизу порогу нестійкого руху порошинки важливу роль починають відігравати флуктуації заряду порошинки, які є наслідком флуктуацій плазмових струмів заряджання. Як було показано [55], вони істотно впливають на функції розподілу порошинок і можуть індукувати зміну фазового стану системи порошинок.

*Стаття написана авторським колективом науковців ІТФ ім. М.М. Боголюбова НАН України під ред. академіка НАН України А.Г. Загороднього*

#### Література (продовження)

34. E.G. Petrov //Mol. Cryst. Liq. Cryst. 467, 3 (2007).
35. E.G. Petrov, M.V. Koval //Phys. Lett. A, 372, 5651 (2008).
36. E.G. Petrov, Ye.V. Shevchenko, V. May, P. Hanggi // J. Chem. Phys., 134, 204701 (2011).
37. V. Khmyz, O. Maximuk, V.I. Teslenko, V. Verkhratsky, O.A. Krishtal // Pflugers Arch. — Eur. J. Physiol. 456, 339 (2008).
38. V.I. Teslenko, E.G. Petrov, V. Verkhratsky, O.A. Krishtal // Phys.Rev.Lett., 104, 178105 (2010).
39. E.G. Petrov, V.I. Teslenko // Chem.Phys., 375, 243 (2010).
40. S.M. Perepelytsya, S.N. Volkov // Eur. Phys. J. E 24, 261 (2007).
41. Л.А. Булавін, С.Н. Волков, С.Ю. Кутувий, С.Н. Перепелиця // Доповіді НАНУ №11, 69 (2007).
42. S.M. Perepelytsya, S.N. Volkov //Eur. Phys. J. E 31, 201 (2010).
43. A.Zagorodny, J.Weiland //Phys.Plasmas, 16, 0523308 (2009).
44. J. Weiland, A. Zagorodny, V. Zasenkov //AIP Conference Proceedings 1177, p. 96-111 (2009).

45. V. Zasenkov, A. Zagorodny, J. Weiland //Phys. of Plasmas., 12, 062311 (2005).
46. V.I. Zasenkov, A.G. Zagorodny, O.M. Chernyak //Ukr. Phys. Journal, 56, 1007 (2011).
47. V.I. Zasenkov, A.G. Zagorodny //Ukr. Phys. Journal, 56, 654 (2011)
48. P.P.J.M. Schram, A.G. Sitenko, S.F.Trigger, A.Zagorodny //Phys. Rev. E 63, 016403 (2000).
49. A.G.Zagorodny //Theor.Math.Phys. 180, No.2, 1101 (2009).
50. O. Bystrenko, A. Zagorodny //Phys.Rev. E 67, 066403 (2003).
51. T. Bystrenko, A. Zagorodny //Phys.Letters A 299, 383-391 (2002).
52. A.F. Filippov, A.G. Zagorodny, A.I. Momot et.al. // JETP Letters 86, 761-766, (2007).
53. I.L. Semenov, A.G. Zagorodny, I.V. Krivtsun //Phys.Plasmas, 18, 102110, (2011).
54. A.V. Filippov, A.G. Zagorodny, A.I. Momot et al. // JETP, 108, No.3, p. 497-515 (2009)
55. B. Lev, V. Tymchyshyn, A.Zagorodny // Phys. Letters A 375, 593, (2011)