

КИЇВСЬКИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

На правах рукопису

УДК 539.14

**Доценко Іван Сергійович**

**ВИСОКОЕНЕРГЕТИЧНЕ РОЗСІЯННЯ АДРОНІВ ЯДРАМИ  
ТА ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПЕРЕХОДИ В ЯДРАХ**

01.04.02- теоретична фізика

**АВТОРЕФЕРАТ**

дисертації на здобуття вченого ступеня доктора фізико-математичних наук

**Київ-1996**

330,1

ДВ 36.767

ЛННБ України ім.В.Стефаніка

Дисертація



00760863 (U)

Робота виконана на факультету Київського уні

верситету імені Тараса Шевченка.

Офіційні опоненти:

академік НАН України,  
доктор фізико-математичних наук,  
професор Немець Олег Федорович,  
Інститут ядерних досліджень  
НАН України, Київ

доктор фізико-математичних наук,  
провідний науковий співробітник  
Кобушкін Олександр Петрович,  
Інститут теоретичної фізики  
ім. М.М.Боголюбова  
НАН України, Київ

доктор фізико-математичних наук,  
професор Ежов Станіслав Миколайович,  
Київський університет  
імені Тараса Шевченка, Київ

Провідна організація: Харківський державний університет

Захист відбудеться 18 лютого 1997 року о 14 год. на засіданні спеціалізованої ради Д 01.26 по захисту дисертацій на здобуття наукового ступеня доктора фізико-математичних наук при Київському університеті ім. Тараса Шевченка (252022, м.Київ-22, МСП, Проспект академіка Глушкова, 6, фізичний факультет, ауд. 500).

З дисертацією можна ознайомитися в науковій бібліотеці Київського університету ім. Тараса Шевченка (м.Київ, вул Володимирська, 62).

Автореферат розісланий 16 сіння 1997 року.

Вчений секретар спеціалізованої ради,  
доктор фізико-математичних наук

Л.В.Поперенко

## ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Дослідженню взаємодії високоенергетичних частинок з ядрами присвячена велика кількість експериментальних та теоретичних робіт. Аналіз даних по пружному розсіянню дозволяє отримувати, насамперед, відомості про розміри ядер та про розподіл нуклонної і зарядової густин в ядрах в основному та збуджених станах.

З даних по розсіянню електронів визначаються електромагнітні характеристики ядер: зарядовий радіус, розподіл заряду в ядрі, ширини рівнів, які збуджуються у процесі електромагнітної взаємодії, різні електромагнітні формфактори ядер.

У випадку розсіяння адронів головну роль відіграє ядерна взаємодія, тому переріз розсіяння характеризується значно більшою величиною. Характер розсіяння при цьому залежить не тільки від розподілу заряду в ядрі, а й від нуклонної густини і розподілу інших неелектромагнітних величин. Крім того, при непружному розсіянні можуть збуджуватися рівні, що не збуджуються при електромагнітній взаємодії, а також можливі процеси перезарядки. Таким чином, дослідження властивостей ядер на основі розсіяння електронів і адронів у значній мірі доповнюють один одного.

Теоретичний опис розсіяння частинок ядрами є складною проблемою, оскільки вона містить у собі всі труднощі квантовомеханічної задачі багатьох тіл. Тому актуальною залишається, і мабуть ще довго залишатиметься, задача знаходження нових, більш ефективних методів дослідження структури та властивостей ядер з даних по розсіянню і задача інтерпретації за допомогою цих методів експериментальних даних, які постійно поповнюються.

Досвід вивчення властивостей атомних ядер показав, що природа збуджень, тобто характер внутрішніх рухів в ядрах, пов'язаних із збудженням, виділяється значною різноманітністю. Для пояснення даних по електромагнітних переходах побудована велика кількість ядерних моделей. Однак, навіть уся сукупність цих моделей не може охопити всю якісну різноманітність збуджень атомних ядер. Тому все

ще залишається актуальною задача побудови нових ядерних моделей, які б адекватно описували стани ядер, та задача апробації цих моделей на конкретних електромагнітних переходах.

Дана дисертаційна робота знаходиться в контексті перерахованих актуальних задач.

Метою дисертаційної роботи є: Побудова нового метода дослідження властивостей атомних ядер з даних по розсіянню високоенергетичних адронів ядрами (мультипольний формалізм розсіяння нуклонів та  $\pi$ -мезонів ядрами), дослідження співвідношення між існуючими наближеними методами (плоскохвильовим імпульсним наближенням, імпульсним наближенням з врахуванням деформації хвильових функцій, дифракційною теорією багатократного розсіяння Глаубера-Ситенка), вивчення властивостей конкретних (насамперед, легких) ядер з даних по розсіянню адронів ядрами за допомогою мультипольного формалізму та дифракційної теорії, побудова нових ядерних моделей та дослідження за їх допомогою електромагнітних переходів у конкретних ядрах.

#### Наукова новизна та практична цінність роботи.

1. Уперше послідовно і повно розвинуто мультипольний формалізм аналізу даних по розсіянню нуклонів і  $\pi$ -мезонів ядрами. В отриманих формулах диференціальний переріз пружного та непружного розсіяння, а також процесу перезарядки виражено через матричні елементи мультипольних моментів, які за своїми властивостями є незвідними тензорними операторами в звичайному та ізотопічному просторах. Такий підхід дозволяє аналізувати можливі значення моменту та ізоспіну в основному та збуджених станах ядер. Розвинений формалізм було застосовано для обчислення диференціальних перерізів розсіяння протонів і  $\pi$ -мезонів на ядрах  $C^{12}$ .
2. Вперше досліджено співвідношення між дифракційною теорією розсіяння Глаубера-Ситенка, плоскохвильовим імпульсним наближенням, та імпульсним наближенням з врахуванням деформації хвиль.
3. Незалежним методом була досліджена кластерна структура ядра  $Li^6$ . В аналітичному вигляді була отримана амплітуда розсіяння протонів

на цьому ядрі та розраховані відповідні диференціальні перерізи пружного та непружного розсіяння з використанням різних функцій ядра. Теоретичні розрахунки порівнювалися з експериментальними даними і були зроблені висновки про кластерну структуру ядра  $Li^6$ .

4. Уперше для дослідження тринуклонних ядер був застосований метод, в якому для знаходження необхідних параметрів адрон-нейтронної амплітуди при високих енергіях були використані дані по адрон-протонному і адрон-дейтронному розсіянню. Такий підхід дозволив, зокрема, обчислити перерізи різних процесів при розсіянні протонів,  $\pi$ -мезонів,  $K$ -мезонів та антипротонів на ядрах  $n^3$  і  $He^3$  з використанням різних модельних хвильових функцій ядер.

5. Уперше запропоновано і реалізовано алгоритм побудови базису мікроскопічної моделі  $su(3) \times su(3)$ . Для досягнення цієї мети, у просторі Фока-Баргмана був побудований оператор Казіміра другого порядку групи  $su(3)$  і у явному вигляді знайдені його власні функції. Із генераторів групи  $su(3)$  був також побудований оператор Баргмана-Мошинського і знайдені його власні функції.

6. Розвинена модель ядра була застосована для опису основного і збуджених станів ядер  $^8Be$ ,  $^{20}Ne$ ,  $^{44}Ti$  та для розрахунків ймовірностей електромагнітних переходів в цих ядрах.

7. Проаналізовано можливість застосування побудованих базисних функцій моделі  $su(3) \times su(3)$  для трикластерних ядер.

Практична цінність роботи полягає в тому, що розроблені методи дозволяють вивчати властивості ядер при аналізі експериментальних даних по розсіянню адронів ядрами і даних по електромагнітних переходах в ядрах, зокрема, для встановлення природи і квантових характеристик збуджених станів ядер. Крім того, дослідження властивостей конкретних ядер, які були виконані в дисертації, є практичним внеском в загальну задачу ядерної фізики по вивченню структури та характеристик ядер.

Основні положення, що виносяться на захист.

1. Розвинуто мультипольний формалізм опису розсіяння нуклонів і  $\pi$ -мезонів ядрами, в якому диференціальний переріз різних процесів

виражено через матричні елементи операторів, які є тензорами у звичайному та ізотопічному просторах. Формалізм опробовано для конкретних процесів розсіяння та рекомендовано як один з методів, за допомогою якого можна з даних по високоенергетичному розсіянню нуклонів і  $\pi$ -мезонів визначати ядерні характеристики.

2. Встановлено співвідношення між різними високоенергетичними наближеннями, які мають спільну енергетичну область застосування, а саме між дифракційною теорією Глаубера-Ситенка та варіантами імпульсного наближення. На основі дифракційної теорії проведено дослідження кластерної структури ядра  $Li^6$  та шляхом порівняння розрахунків з експериментальними даними встановлено оптимальне значення структурного параметра ядра.

3. Вперше виконано розрахунки диференціальних перерізів розсіяння адронів ( $\pi$ -мезонів,  $K$ -мезонів, протонів і антипротонів) тринуклонними ядрами  $n^3$  і  $He^3$  в широкому інтервалі енергій. При цьому для встановлення параметрів адрон-нейтронної взаємодії були використані експериментальні дані по розсіянню адронів на протонах та дейтронах.

4. Уперше з даних по поляризації дейтронів, при їх розсіянні на ядрах, була незалежно від інших методів зроблена оцінка частки  $v$ -хвилі у хвильовій функції дейтрона.

5. Уперше розроблена мікроскопічна ядерна модель  $su(3) \times su(3)$ , за допомогою якої описується динаміка валентних нуклонів деяких ядер.

6. Уперше базисні функції моделі  $su(3) \times su(3)$  були застосовані для розрахунків ймовірностей електромагнітних переходів в ядрах  ${}^8Be$ ,  ${}^{20}Ne$ ,  ${}^{44}Ti$ , і за допомогою цих розрахунків була проведена ідентифікація деяких рівнів перших двох ядер.

Апробація роботи. Результати досліджень по темі дисертації були представлені та доповідалися: На ххІ Всесоюзній нараді з ядерної спектроскопії і структури ядер /Москва, 1971р./; на хххv Всесоюзній нараді з ядерної спектроскопії і структури атомного ядра /Ленінград, 1985 р./; на Міжнародній конференції "Physics in Ukraine" /Київ, 1993/; на Міжнародній конференції "Symmetry Methods in

Physics" /Дубна, 1993р./; на Міжнародній конференції "Groningen Conference on Giant Resonances" /Groningen, The Netherlands, 1995р./; на Міжнародній конференції "Symmetry Methods in Physics" /Дубна, 1995р./; на семінарах Інституту теоретичної фізики НАН України; на об'єднаному семінарі кафедр квантової теорії поля та кафедри теоретичної фізики фізичного факультету Київського університету.

Публікації. По темі дисертації опубліковано 41 наукова робота.

Особистий внесок автора полягає у виборі напрямку досліджень, у формулюванні задач і у побудові та безпосередньому практичному застосуванні нових методів їх розв'язування, в обговоренні результатів досліджень, у написанні наукових статей по результатах досліджень.

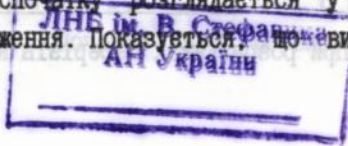
Структура та обсяг дисертаційної роботи. Дисертація складається із вступу, п'яти розділів та доповнення, які містять оригінальні результати, заключення. Дисертація має 281 сторінки машинописного тексту, 19 таблиць, 50 малюнків. Список літератури містить 199 посилання.

#### ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі дано обґрунтування актуальності розглянутих в дисертації проблем, сформульовано цілі роботи, відображено наукову новизну, наводяться основні положення, що виносяться на захист. Крім того, у вступі дається короткий огляд літератури по проблемах, що розглядаються у дисертації.

Перший розділ дисертації носить назву "Мультипольний формалізм опису розсіяння нуклонів і  $\pi$ -мезонів ядрами". В ньому детально викладається суть запропонованого формалізму, властивості мультиполів, правила відбору для них, формули для розрахунків конкретних процесів розсіяння, а також розглянута можливість застосування формалізму для аналізу експериментальних даних по розсіянню.

Структура самого формалізму спочатку розглядається у межах плоскохвильового імпульсного наближення. Показується, що виходячи



із загальної формули для диференціального перерізу розсіяння (1), шляхом перетворень можна отримати вираз, в якому переріз розсіяння записується через матричні елементи мультиполів, які за своїми геометричними властивостями є незвідними тензорними операторами у звичайному і ізотопічному просторах:

$$\mathbb{M}_{\ell m}^{tu}(q) = \int d\vec{r} j_{\ell}(qr) Y_{\ell m}(\vec{n}_r) \cdot \rho^{tu}(\vec{r})$$

$$\mathbb{M}_{\ell m}^{tu}(L; q) = -\frac{i}{q} \int d\vec{r} \nabla j_{\ell}(qr) Y_{\ell m}(\vec{n}_r) \cdot \vec{\sigma}^{tu}(\vec{r}),$$

$$\mathbb{M}_{\ell m}^{tu}(E; q) = \int d\vec{r} j_{\ell}(qr) \vec{Y}_{\ell m}(\vec{n}_r) \cdot \vec{\sigma}^{tu}(\vec{r}),$$

$$\mathbb{M}_{\ell m}^{tu}(M; q) = \frac{1}{q} \int d\vec{r} j_{\ell}(qr) \vec{Y}_{\ell m}(\vec{n}_r) \cdot \text{rot} \vec{\sigma}^{tu}(\vec{r}),$$

де крім загальновідомих позначень використано оператор густини

$$\rho^{tu}(\vec{r}) = \sum_{\alpha} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{\alpha}) \tau_{\alpha}^{tu}$$

та оператор спінової густини

$$\vec{\sigma}^{tu}(\vec{r}) = \sum_{\alpha} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{\alpha}) \vec{\sigma}_{\alpha}^{tu}.$$

Загальна кількість мультиполів, при заданих значеннях моменту  $\ell$  і його проекції  $m$ , дорівнює 16-ти. Для мультиполів, враховуючи їх парність, правила їх перетворення при інверсії часу і тензорні властивості, сформульовані правила відбору по кутовому моменту та ізотопічному спіну. Так, наприклад при інверсії часу мультипольні оператори перетворюються по закону

$$\mathbb{M}_{\ell m}^{tu} \rightarrow \mathbb{M}'_{\ell m}{}^{tu} = (-1)^{u+\eta} \mathbb{M}_{\ell m}^{tu},$$

а у нижченаведеній таблиці вказані можливі значення ізотопічного моменту мультиполів, якщо початковий стан ядра характеризується ізоспином  $t$ , а кінцевий - ізоспином  $t'$ .

		T								
		0		1/2		1		3/2		
t	0	1	0,1	1	1	0,1	1	1	0,1	1
T'	0	1	1/2	3/2	0	1	2	1/2	3/2	5/2

При розрахунках перерізів конкретних процесів, таких як пружне

розсіяння, непружне розсіяння з переходом ядра на певний енергетичний рівень, або процес перезарядки, внесок в переріз, в силу правил відбору, буде давати тільки частина мультиполів, а в простіших випадках — тільки окремі з них. Кількість мультиполів, які треба враховувати в кожному конкретному процесі, можна зробити ще меншою, якщо врахувати енергетичну та кутову залежність коефіцієнтів, що стоять перед матричними елементами мультиполів у формулі для диференціального перерізу. Невелика кількість мультиполів, які "відповідають" за той чи інший процес, дозволяють проводити мультипольний аналіз, тобто визначати квантові числа рівнів, які збуджуються при розсіянні. В дисертаційній роботі докладно розглядаються властивості мультиполів різної природи, а також характерна поведінка їх матричних елементів в залежності від кута розсіяння, що необхідно для проведення мультипольного аналізу. За допомогою простого аналізу можна, наприклад, встановити певні співвідношення між диференціальними перерізами різних процесів. Як приклад розглянемо ізотопічний триплет  $n^{12}$ ,  $v^{12}$ ,  $c^{12*}$  ( $E^* = 15,1 \text{ MeV}$ ), якому відповідають значення моменту  $J=1$ , парність  $\pi=1$  і значення ізоспіну  $T=1$  (проекції ізоспіну для перерахованих компонентів триплету мають значення  $n=1, -1, 0$ , відповідно). Якщо розглянути процеси

$$p+c^{12} \longrightarrow n+n^{12}$$

$$n+c^{12} \longrightarrow p+v^{12}$$

$$p+c^{12} \longrightarrow p+c^{12} (E^* = 15,1 \text{ MeV}),$$

то перерізи вказаних процесів будуть пов'язані між собою наступними співвідношеннями

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}^{pn} = \frac{d\sigma}{d\Omega}^{np} = 2 \frac{d\sigma}{d\Omega}^{pp}$$

Слід зауважити, що залежність мультиполів від кута розсіяння та їх абсолютні значення дуже чутливі до вибору ядерної хвильової функції, тому запропонований аналіз, при наявності відповідних експериментальних даних, можна розглядати як зручний метод для визначення природи ядерних станів.

Мультипольний формалізм, який спочатку було розвинуто в

плоскохвильовому імпульсному наближенні, був потім узагальнений для імпульсного наближення з врахуванням деформації хвильових функцій. Були отримані формули для пружного та непружного розсіяння та процесів перезарядки. Аналогічні формули отримані і для випадку розсіяння  $\pi$ -мезонів. Розсіяння  $\pi$ -мезонів багато в чому подібне до розсіяння нуклонів: як в першому, так і в другому випадках проявляє себе ядерна взаємодія, в обох випадках, крім пружного і непружного розсіяння, можливі процеси перезарядки. Однак, на відміну від випадку нуклона, спин  $\pi$ -мезона дорівнює нулю, а його ізотопічний спин дорівнює одиниці, і отже один й той самий перехід в ядрі під дією нуклонів і  $\pi$ -мезонів може відбуватися по різному, а це означає, що дані по розсіянню цих двох типів частинок можуть доповнювати один одного.

Як приклад застосування мультипольного формалізму, в дисертації наводиться низка розрахунків перерізів розсіяння протонів і  $\pi$ -мезонів на ядрі  $c^{12}$ . Розрахунки виконані у різних наближеннях з використанням різних хвильових функцій ядра. Для розрахунків пружного розсіяння протонів при енергії 185 MeV була використана оболонкова модель ядра. При цьому значення осциляторного параметра приймалося рівним  $\alpha=0,609 \text{ f}^{-1}$ , знайденим раніш з даних по розсіянню електронів [2]. Для розрахунків диференціальних перерізів непружного розсіяння були використані хвильові функції оболонкової моделі з врахуванням залишкової взаємодії, так звані функції в наближенні Тама - Данкова, та функції в наближенні хаотичних фаз. Як граничний випадок також були використані функції звичайної оболонкової моделі.

З використанням перерахованих функцій були обчислені диференціальні перерізи процесів із збудженням таких станів ядра  $c^{12}$ :  $2^+$   $\tau=0$  (4,44 MeV),  $3^-$   $\tau=0$  (9,64 MeV),  $1^+$   $\tau=0$  (12,71 MeV),  $1^+$   $\tau=1$  (15,11 MeV). У розрахунках були враховані правила відбору і роль окремих мультиполів в кожному з розглянутих процесів, як це впливає з мультипольного формалізму. Результати розрахунків приведені в дисертаційній роботі у вигляді порівняльних графіків. З наведених графіків видно, що криві диференціальних перерізів як пружного, так

і непружного розсіяння, які були отримані в плоскохвильовому наближенні, при порівнянні з відповідними експериментальними даними, якісно правильно передають форму залежності від кута розсіяння. Однак, абсолютні значення перерізів в цьому наближенні виявляються завищеними. Крім того, у випадку пружного розсіяння, теоретична крива має занадто глибокий мінімум біля значення кута  $34^{\circ}$ .

Розрахунки, які враховують деформацію хвильової функції, краще узгоджуються з експериментальними даними. При цьому, як правило, оболонкова модель з залишковою взаємодією (наближення хаотичних фаз) забезпечує краще за інші ядерні моделі узгодження з експериментом, що знаходиться у відповідності з результатами розрахунків інших авторів по непружному розсіянню електронів на ядрах.

В дисертації докладно розглянуті особливості мультипольного формалізму опису розсіяння  $\pi$ -мезонів. Зокрема звертається увага на те, що внаслідок відсутності спіна у  $\pi$ -мезонів, повздовжний спіновий мультипольний оператор в формулі для диференціального перерізу розсіяння відсутній. Є також деякі особливості, пов'язані з тим, що на відміну від нуклонів  $\pi$ -мезони утворюють ізотопічний триплет.

Виходячи із загальної формули для диференціального перерізу в мультипольному формалізмі, були отримані вирази окремо для перерізів пружного і непружного розсіяння та процесів перезарядки. Як і у випадку нуклонів, встановлено зв'язок між процесами, кінцевими продуктами яких є компоненти ізотопічного триплету:  $n^{12}$ ,  $p^{12}$  і  $c^{12*}$  ( $E^* = 15,1 \text{ MeV}$ ). Як і у випадку нуклонів, використання отриманих формул проілюстровано шляхом розрахунків диференціальних перерізів пружного і непружного розсіяння  $\pi$ -мезонів на ядрі  $c^{12}$  при енергії від 120 MeV до 280 MeV. Порівняння розрахунків з експериментальними даними також показало, що плоскохвильове наближення дає тільки якісну картину реального процесу, в той час як врахування деформації хвиль значно покращує теоретичні розрахунки.

В цілому, із наведених в дисертації даних, можна зробити висновки, що мультипольний формалізм є зручним методом аналізу експериментальних даних по розсіянню різних частинок ядрами.

Другий розділ дисертації "Взаємодія адронів з ядрами на основі дифракційної теорії Глаубера-Ситенка" присвячено як окремим загальним питанням теорії дифракційного розсіяння, так і конкретному застосуванню цієї теорії для розрахунків перерізів пружного і непружного розсіяння нуклонів на ядрах  $C^{12}$  і  $Li^6$ .

Як відомо, загальна теорія дифракційних ядерних процесів, яка враховує ефекти багатократного розсіяння, була розроблена академіком НАН України О.Г.Ситенко [3] і, незалежно, американським фізиком Р.Глаубером [4], і на протязі багатьох років використовується для аналізу даних по розсіянню адронів ядрами.

Дифракційна теорія має спільну енергетичну область застосовності з імпульсним наближенням, тому певний інтерес являє встановлення взаємовідносин вказаних наближень. Саме така задача розглядається на початку другого розділу.

Одним із найважливіших понять, які застосовуються в дифракційній теорії, є профілююча функція. Повну профілюючу функцію при розсіянні на системі  $n$  частинок можна записати у вигляді суми доданків, кожний з яких відповідає або однократному розсіянню, або двократному і т.д. до  $n$ -кратного включно:

$$\omega_{(N)} = \sum_i \omega_i - \sum_{i < j} \omega_i \omega_j + \sum_{i < j < k} \omega_i \omega_j \omega_k - \dots + (-1)^{N-1} \omega_N \omega_{N-1} \dots \omega_2 \omega_1.$$

Якщо в правій частині цього виразу залишити тільки першу суму (що відповідає врахуванню тільки однократного розсіяння), то таке наближення при високих енергіях і невеликих кутах розсіяння буде відповідати плоскохвильовому імпульсному наближенню. Якщо ж в дифракційній теорії послідовно врахувати ефекти багатократного розсіяння, то, як це показано в дисертації, амплітуду розсіяння на системі можна представити у наступному вигляді:

$$F_{O_2}(\alpha) = \frac{ik}{2\pi} \int d\vec{\rho} \exp(i\vec{q}\vec{\rho} + i\delta(\rho)) \frac{\sin \delta(\rho)}{\delta(\rho)} \left( \Phi_f \cdot \sum_i \omega_i (\vec{\rho} - \vec{\rho}_i) \Phi_0 \right).$$

$$\text{де } \delta(\vec{\rho}) = -\frac{\mu}{2k} \int dz u(\vec{\rho}, z), \quad u(\vec{\rho}, z) - \text{оптичний потенціал.}$$

Зазначений вираз для амплітуди у випадку невеликих кутів розсіяння співпадає з виразом для амплітуди в імпульсному наближенні з враху-

ванням деформації хвиль, з точністю до заміни:

$$\exp[i\delta(\rho)] \frac{\sin \delta(\rho)}{\delta(\rho)} \longrightarrow \exp[i2\delta(\rho)]$$

Основний висновок полягає в тому, що найбільш точним з розглянутих наближень є теорія дифракційного розсіяння, яка послідовно враховує багатократну взаємодію з частинками системи.

В дисертації показано також, що і в дифракційному наближенні амплітуду розсіяння можна записати у мультипольному формалізмі.

Для ілюстрації висновків, які були зроблені на підставі теоретичного аналізу, в дисертації далі наводяться результати конкретних розрахунків. Спочатку розглянуто пружне розсіяння протонів на ядрі  $e^{12}$  при енергіях 185 МеВ і 1000 МеВ. Розрахунки диференціального перерізу виконані як у плоскохвильовому наближенні і імпульсному наближенні з врахуванням деформації хвиль, так і на основі дифракційної теорії. Нуклон-нуклонна амплітуда при енергії 185 МеВ була параметризована на основі потенціалу Табакіна, при енергії 1000 МеВ були використані параметри амплітуди із роботи Басселя і Вілкіна [5]. В дисертації наведені порівняльні графіки розрахунків в різних наближеннях. Як і очікувалось, найкраще узгодження з експериментальними даними дали розрахунки на основі дифракційної теорії. Однак, навіть вони дають незадовільний результат в області другого максимуму. Можна припустити, що така розбіжність з експериментом пов'язана з недосконалістю використаної для розрахунків простої оболонкової моделі. Наступні розрахунки пружного та непружного розсіяння були виконані з використанням хвильової функції, яка враховує деформацію ядра. Хвильові функції моделі були побудовані з одностинкових функцій анізотропного осцилятора. При розрахунках пружного розсіяння було використано один вільний параметр - відношення осциляторних параметрів потенціалу. З наведених в дисертації графіків видно, що за допомогою нових хвильових функцій вдалося добитися майже точного узгодження з експериментальними даними розрахунків у випадку пружного розсіяння і задовільного узгодження для непружного розсіяння із збудженням рівня  $2^+ \tau=0$  ( $\kappa^*=4.44$  МеВ).

В другому розділі дисертації, за допомогою дифракційної теорії,

досліджена також кластерна структура ядра  $Li^6$ . Багаточисельні попередні дослідження  $Li^6$ , які наводяться в роботах різних авторів, доводили, що існуючі експериментальні дані неможливо пояснити в межах оболонкової моделі. В ряді робіт вказувалося, що дані по розсіянню електронів на  $Li^6$  можна пояснити на основі уявлення про кластерну структуру цього ядра.

Для розрахунків диференціальних перерізів розсіяння протонів хвильові функції двох найнижчих станів з  $L=0$  і  $L=2$  ядра  $Li^6$  було представлено у вигляді:

$$\Phi_{LM}(1234; 56) = N_L \varphi(\alpha) \varphi(d) \Phi_{LM}(R),$$

де  $\varphi(\alpha)$  - хвильова функція  $\alpha$ -частинки,  $\varphi(d)$  - хвильова функція дейтрона,  $\Phi_{LM}(R)$  - хвильова функція відносного руху кластерів:

$$\Phi_{LM}(\vec{R}) = \Phi_L(R) \cdot Y_{LM}(\hat{R}), \quad \vec{R} = \vec{R}_\alpha - \vec{R}_d.$$

Шляхом введення координат Якобі, амплітуду розсіяння протона на ядрі вдалося записати в аналітичному вигляді і потім обчислити диференціальні перерізи пружного (основний стан  $Li^6 - 1^+ T=0$ ) і непружного, із збудженням стану  $3^+ T=0$  (2,18 MeV), розсіяння. Для розрахунків було використано усереднені значення параметрів протон-протонної і протон-нейтронної амплітуд. Параметри хвильових функцій  $\alpha$ -частинки і дейтрона були вибрані таким чином, щоб вони відповідали експериментальним значенням середньоквадратичних радіусів цих частинок. Розрахунки проводились для різних значень параметрів функції відносного руху кластерів. В дисертації наведені порівняльні графіки таких розрахунків. Шляхом узгодження розрахунків з експериментальними даними були знайдені оптимальні значення параметрів. Для перевірки самоузгодженості метода, за допомогою оптимальної хвильової функції було обраховано середньоквадратичний радіус ядра  $Li^6$ . З'ясувалося, що він добре узгоджується з його значенням, отриманим з даних по розсіянню електронів.

В третьому розділі дисертації "Дифракційне розсіяння адронів високих енергій і структура малонуклонних ядер" головна увага приділяється теоретичному дослідженню малонуклонних ядер ( $n^2$ ,  $n^3$ ,  $ne^3$ ) на основі даних по дифракційному розсіянню  $\pi$ -мезонів,  $k$ -мезонів і

протонів з енергією від сотень МеВ до кількох десятків ГеВ.

Схематично задача знаходження перерізів розсіяння на вищезгаданих ядрах вирішується таким чином, щоб уникнути труднощів, пов'язаних з відсутністю прямих експериментів по розсіянню частинок на нейтронах. Для цього спочатку розраховуються перерізи розсіяння різних сильновзаємодіючих частинок (адронів) протонами та дейтронами. Порівняння розрахованих перерізів з відповідними експериментальними даними дозволяє знаходити параметри модельної адрон-нейтронної амплітуди. При високих енергіях така задача спрощується, оскільки при цьому адрон-нейтронну амплітуду можна моделювати малою кількістю параметрів. Схематично процедуру таких розрахунків розглянемо на прикладі розсіяння  $\pi$ -мезонів (піонів). При високих енергіях профілюючи функцію піон-нуклонного, і зокрема, піон-протонного розсіяння можна вибрати у вигляді

$$\omega(\rho) = A e^{-a\rho^2} - i B e^{-b\rho^2}, \quad \text{де } \rho - \text{прицільний параметр.}$$

Такому значенню  $\omega(\rho)$  відповідає амплітуда розсіяння

$$f(q) = \frac{ik}{2\pi} \int d\vec{\rho} \omega(\rho) e^{i\vec{q}\vec{\rho}} = \frac{ik}{2} \left[ \frac{A}{a} e^{-\frac{q^2}{4a}} - i \frac{B}{b} e^{-\frac{q^2}{4b}} \right].$$

Використовуючи оптичну теорему, яка дає співвідношення  $\sigma_t = 2\pi \frac{\Lambda}{a}$  і значчи диференційне пружне розсіяння

$$\frac{d\sigma_e}{d\Omega} = \frac{k^2}{4} \left[ \frac{\Lambda^2}{a^2} e^{-\frac{q^2}{2a}} + \frac{B^2}{b^2} e^{-\frac{q^2}{2b}} \right],$$

а також відношення (для якого існують експериментальні дані) інтегрального перерізу пружного розсіяння піонів на протонах, знаходимо відношення  $\frac{B}{a}$  і значення параметрів  $\Lambda$  і  $a$ . Розрахунки такого типу показують, що в широкій області імпульсів піонів (1.5-60 ГеВ/с) можна покласти  $\frac{B}{b} = 0$ . В дисертації наведені графіки залежності від імпульса піона параметрів  $\Lambda$  і  $a$ , які характеризують взаємодію  $\pi$ -мезонів з протонами, для області імпульсів, для яких існують найбільш точні експериментальні дані.

Далі, в дифракційному наближенні знаходимо вираз для повного перерізу піон-дейтронного розсіяння з параметризованими амплітудами, або профілюючими функціями

$$\sigma_t^d = \sigma_t^p + \sigma_t^n - 2 \int d\vec{r} \varphi_d^2(\vec{r}) \cdot \text{Re} \int d\vec{k}_\perp \omega_n(\rho_n) \omega_p(\rho_p).$$

Використовуючи експериментальні дані для  $\sigma_t^d$  і вже знаючи параметри піон-протонної взаємодії, знаходимо значення  $\sigma_t^n$  в широкому інтервалі енергій. Із порівняльних графіків, наведених в дисертації, видно що, не зважаючи на значну похибку експериментальних даних, перерізи  $\sigma_t^n$  і  $\sigma_t^p$  значно відрізняються один від одного по величині. З наведених в дисертації даних видно також як  $\sigma_t^d$  залежить від вибору хвильової функції дейтрона в наближенні  $a_p = a_n$ ,  $a_p = a_n$ . Для розрахунків було використано такі дейтронні функції: хвильова функція з нульовим радіусом дії ядерних сил, гаусівська хвильова функція, функція Хільтена, і функція, яка відповідає нуклон-нуклонній взаємодії у вигляді прямокутної ями. Зауважимо, що теоретичне значення  $\sigma_t^d$  залежить від вибору хвильової функції дейтрона тільки при врахуванні двократного розсіяння.

При наявності піон-протонної і піон-нейтронної амплітуд є всі необхідні умови для розрахунків перерізів розсіяння адронів три-нуклонними ядрами  $n^3$  і  $ne^3$ . Обмежений обсяг автореферату не дозволяє наводити докладно отримані формули для розрахунків, і тому перерахуємо тільки наступні дії та отримані результати.

Як і у випадку дейтронів, спочатку були розраховані повні перерізи розсіяння  $\pi$ -мезонів на ядрах  $n^3$  і  $ne^3$ . В дифракційному наближенні вираз для обчислення  $\sigma_t$  можна записати у вигляді трьох доданків, перший з яких можна трактувати як вклад в  $\sigma_t$  однократного розсіяння, другий- двократного і третій- трикратного. В дисертації наводяться графіки обчислених повних перерізів в широкому інтервалі імпульсів  $\pi$ -мезонів (15- 58 Гев/с). При обчисленні  $\sigma_t$  було безпосередньо вивчено вклад в повний переріз доданків, які відповідають двократному і трикратному розсіянню. З наведених в дисертації графіків випливає, що врахування двократного розсіяння суттєво змінює значення повного перерізу, в той час як вклад трикратного розсіяння значно менший. Для обчислення  $\sigma_t$  була використана гаусівська хвильова функція трьохнуклонного ядра із значенням структурного параметру  $\alpha = 0.37$ , яке було отримано раніше з даних по

розсіяння електронів. З метою вивчення чутливості використаного методу до значення структурного параметру  $\alpha$ , повний переріз розсіяння на ядрі  $ne^3$  було розраховано при трьох його значеннях:  $\alpha = 0.30$ ;  $0.37$  і  $0.384 \text{ фм}^{-1}$ . Виявилось, що відповідні значення  $\sigma_t$  помітно відрізнялися один від одного.

Крім повного перерізу, були також розраховані інтегральні перерізи пружного розсіяння  $\pi$ -мезонів на трихнуклонних ядрах і диференціальні перерізи в залежності від імпульса  $q$ , який передається при розсіянні.

Розрахунки, аналогічні до тих, що були вище розглянуті для випадку розсіяння  $\pi$ -мезонів, були також виконані і для  $k$ -мезонів і антипротонів. В дисертаційній роботі стисло наводяться результати розрахунків для  $k$ -мезонів, в той час як на результати для антипротонів є відповідні посилання.

Можна сподіватися, що наведені в дисертаційній роботі теоретичні значення перерізів розсіяння адронів тринуклонними ядрами набудуть додатковий інтерес після того, як будуть виконані відповідні експерименти.

Наступний крок, який було зроблено в дисертації— це дослідження впливу короткодійчих нуклон-нуклонних кореляцій в ядрі на теоретичні значення диференціального перерізу. Для цього були використані конкретні розрахунки по розсіянню протонів з енергією  $600 \text{ Mev}$  на ядрі  $n^3$ . Спочатку для розрахунків використовувалася хвильова функція ядра (та ж сама, що й вище для випадку розсіяння  $\pi$ -мезонів), із значеннями структурного параметру  $\alpha = 0.300$ ;  $0.370$  і  $0.384 \text{ фм}^{-1}$ . Зауважимо, що перше значення  $\alpha$  краще узгоджується з даними по двохчастинковому розщепленню  $n^3$ , а два других— з даними по пружному розсіянню електронів тритонами  $n^3$ .

З наведених в дисертації графіків видно, що значення знайдених диференціальних перерізів розсіяння протонів краще узгоджуються для  $\alpha = 0.370$  і  $0.384 \text{ фм}^{-1}$ . Однак, при цьому положення другого максимуму не узгоджується з експериментальними даними. Короткодійчі кореляції між нуклонами в ядрі, які імітують їх взаємне відштовхування на

малих відстанях, можна врахувати вводячи в хвильову функцію тритона множник

$$\left[ \prod_{i < j} \left( 1 - \exp \left[ - \frac{(\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2}{\alpha^2} \right] \right) \right]^{\frac{1}{2}}$$

Диференціальні перерізи з врахуванням короткодійчих кореляцій Ястрова були розраховані для значення  $\alpha = 0.370 \text{ фм}^{-1}$  і трьох значень кореляційного параметру  $\alpha = 0, 0.6$  і  $1.0 \text{ фм}$ . З наведених в дисертації відповідних графіків можна зробити висновок, що врахування кореляції викликає зсув кривої в область менших кутів і зменшення другого максимуму, що дозволяє покращити теоретичні значення перерізів в області малих кутів.

В заключній частині третього розділу розглядається вплив структури дейтрона на його поляризацію при розсіянні ядрами. Аналіз структури дейтрона вивчався за допомогою проведення конкретних розрахунків диференціальних перерізів і поляризації при розсіянні дейтронів енергією  $420 \text{ меВ}$  на ядрі  $c^{12}$ . Всі параметри нуклон-ядерної взаємодії визначалися при цьому з даних по розсіянню нуклонів ядром  $c^{12}$ , що дозволяє позбутися зайвих невизначених параметрів. Вивчення структури дейтрона в такий спосіб виправдовується значною чутливістю поляризації до параметрів хвильової функції дейтрона. В дисертаційній роботі наводяться графіки диференціального перерізу, а також залежність векторної і тензорної поляризацій від кута розсіяння. З аналізу графіків можна зробити висновок, що всі розраховані величини краще узгоджуються з експериментальними даними, якщо домішок  $\delta$ -хвилі в хвильовій функції дейтрона набуває значення  $r_D \sim 6.8\lambda$ . В деяких роботах інших авторів отримані близькі до наведеного тут значення, зокрема, з даних по розсіянню протонів дейтронами знайдено  $r_D \sim 7\lambda$ .

Розділ IV дисертації, який має назву "Ядерна модель  $su(3) \times su(3)$  на основі мікроскопічного підходу" присвячено формулюванню загальної концепції ядерної моделі  $su(3) \times su(3)$  і практичній реалізації задачі побудови базисних хвильових функцій цієї моделі у просторі Фока-Бергмана у явному вигляді. Стимулюючим фактором для постановки

такої задачі стали роботи F. Palumbo [6], в яких для інтерпретації ізовекторних колективних  $m_1$  і  $m_2$  збуджень деяких атомних ядер була запропонована проста феноменологічна модель двох аксіальних ротаторів, один з яких є сукупність протонів, а другий — сукупність нейтронів. По суті такий підхід є подальшим розвитком відомої ідеї Мигдала про зв'язок гігантського дипольного електричного резонансу з коливаннями центра інерції протонів ядра відносно центру інерції його нейтронів. У роботі Г.Ф.Філіпова [7] було показано, що динаміку одного, взагалі кажучи неаксіального ротатора, можна описати на основі мікроскопічної  $su(3)$  моделі Еліота. Це і дало надію, що і у випадку двох ротаторів, можна також застосувати класифікацію станів у відповідності з їх  $(\lambda, \mu)$  симетрією. Слід однак зауважити, що модель Еліота описує динаміку тільки трьох колективних степенів вільності, в той час як у випадку двох ротаторів їх кількість може набувати значень від чотирьох до шести. Звідси випливає необхідність розширення базису моделі Еліота і введення нової класифікації хвильових функцій моделі.

В запропонованій моделі, для ідентифікації базисних функцій використовуються індекси  $su(3)$  симетрії, окремо для системи нейтронів і системи протонів. Побудована таким чином сукупність функцій утворює базис прямого добутку  $su(3) \times su(3)$  груп. Подальша редукція  $su(3) \times su(3)$  на групу  $su(3)$  дозволяє помічати хвильові функції квантовими числами  $(\lambda, \mu)$  які характеризують  $su(3)$  симетрію нейтрон-протонної системи ядра у цілому. Таким чином, в запропонованій моделі базисні функції характеризуються наступним набором квантових чисел:  $(\lambda_n, \mu_n), (\lambda_p, \mu_p), (\lambda, \mu)$  і  $k, l, m$ . Величини  $k, l, m$  аналогічні квантовим числам жорсткого ротатора, де  $l$ -кутовий момент а  $k$  і  $m$ -проекції моменту на внутрішню і зовнішню осі. В загальному випадку  $k$  не буде інтегралом руху і тому хвильова функція ядра записується у вигляді суперпозиції функцій з різними  $k$ .

Для забезпечення аксіальної симетрії нейтронної і протонної підсистем, значення квантових чисел, які характеризують  $su(3)$  симетрію цих підсистем, треба взяти у вигляді  $(\lambda_n, \mu_n) = (n_1, 0)$ .

$(\lambda_p, \mu_p) = (n_2, 0)$ . В дисертаційній роботі наведені можливі значення квантових чисел  $(\lambda, \mu)$  і  $k, l, m$ . Як показав Еліот, при  $\lambda \geq 2$  і  $\mu \geq 2$  є необхідність у додатковому квантовому числі, в ролі якого можна використовувати, наприклад, інтеграл Баргмана-Мошинського  $\omega$ .

Запропонований у моделі  $su(3) \times su(3)$  спосіб опису ядерних станів названо мікроскопічним підходом, оскільки вихідними конструктивними елементами хвильових функцій ядра є одночастинкові функції гармонічного осцилятора, які залежать від просторових координат і спінізоспінних змінних.

Для переходу від концептуальних ідей до конкретної задачі побудови базисних функцій моделі треба реалізувати план, який включає такі пункти:

1. Вибір колективних змінних для опису динаміки ядер у відповідності з представленнями моделі і знаходження способу переходу до колективних степенів вільності від одночастинкових змінних.
2. Побудова в явному вигляді хвильових функцій станів ядер, які б класифікувалися за вищезазначеними квантовими числами.
3. Дослідження загальних властивостей хвильових функцій.
4. Побудова явного вигляду операторів, що діють на колективні змінні.
5. Знаходження матричних елементів операторів на базисних функціях.
6. Розрахунки ймовірностей електромагнітних переходів між станами, які описуються хвильовими функціями моделі.

Розглянемо спочатку спосіб реалізації перших двох пунктів. Як відомо, хвильові функції моделі  $su(3) \times su(3)$  (надалі будемо позначати їх коротко як  $|\lambda, \mu\rangle_{lm}$ ) можна в принципі записати у вигляді лінійних комбінацій добутоків одночастинкових осциляторних функцій. Відомо, що знаходження у явному вигляді багаточастинкових хвильових функцій з певними квантовими числами, є, взагалі кажучи, нетривіальною задачею. Однак, опис ядерних станів суттєво спрощується, якщо перейти від функцій, які залежать від координат частинок, до їх образів у просторі Фока-Баргмана [8]. При такому відображенні і відбувається виділення колективних динамічних змінних моделі. В дисертації докладно розглянута схема переходу до нових змінних на

прикладі моделі двох аксіальних ротаторів.

Відомо, що детермінант Слетера, побудований з одночастинкових функцій, може розглядатися, як твірна функція, яка генерує стани  $|\lambda, \mu\rangle_{LM}$  з необхідними квантовими числами моделі, яка тут розглядається. Для оболонкових конфігурацій з аксіально симетричними нейтронними і протонними підсистемами твірна функція залежить від двох одиничних векторів  $\vec{u}$  і  $\vec{v}$ , які задають орієнтацію осей симетрії підсистем. В просторі Фока-Баргмана будь-які чотири незалежні змінні, які відповідають цим двом одиничним векторам, можна вважати динамічними змінними моделі. За такі змінні можна взяти три кута Ейлера  $\alpha, \beta, \gamma$ , які задають орієнтацію у просторі внутрішньої системи координат, побудованої на векторах  $\vec{u}$  і  $\vec{v}$ , і четверту незалежну змінну  $t = \cos \theta$ , де  $\theta$  - кут між напрямками векторів  $\vec{u}$  і  $\vec{v}$ . Тоді розкладання твірної функції на стани з певною  $(\lambda, \mu)$  симетрією і певним значенням моменту можна записати наступним чином

$$\Psi(r, \Omega) = \sum_{(\lambda, \mu)} \sum_{LM} \langle r | (\lambda, \mu)_{LM} \rangle \cdot \langle (\lambda, \mu)_{LM} | \Omega \rangle,$$

де  $\Omega = (\alpha, \beta, \gamma, \theta)$ , а через  $r$  позначена сукупність всіх одночастинкових координат. Коефіцієнти розкладу  $|\lambda, \mu\rangle_{LM} | \Omega \rangle$  твірної функції і в хвильовими функціями моделі, записаними у просторі Фока-Баргмана. При цьому, за означенням, ці функції називаються нормованими, якщо функції  $\langle r | (\lambda, \mu)_{LM} \rangle$  нормовані у звичайному сенсі.

Алгоритм побудови набору шуканих функцій реалізується у такій послідовності. Спочатку з компонент векторів  $\vec{u}$  і  $\vec{v}$ , конструюються генератори групи  $su(3)$  протонної і нейтронної підсистем і протон-нейтронної системи в цілому. З генераторів групи будується оператор Казимира другого порядку  $e_2$  групи  $su(3)$ , власні функції якого, як відомо, класифікуються по незвідним представленням групи. Оскільки квантові числа  $l$  і  $m$  також є інтегралами руху, то власні функції оператора Казимира шукаємо у вигляді добутку функції, яка залежить від  $t = \cos \theta$  і  $D$ -функції Вігнера:

$$\langle (\lambda, \mu)_{LM} | \Omega \rangle = y(t) \cdot D_{KM}^L(\alpha, \beta, \gamma).$$

Власні значення оператора Казимира групи  $su(3)$  відомі, тому знаходження функції  $y(t)$  зводиться до розв'язування диференці-

вального рівняння другого порядку:

$$(1-t^2)^2 \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} + (n_1 + n_2 - 1)t(1-t^2) \frac{dy}{dt} + \left[ \left( \frac{1}{4}k^2 - n_1 n_2 \right) (1-t^2) - \frac{1}{2}k(n_1 - n_2)t\sqrt{1-t^2} + m(n_1 + n_2 - m + 1) \right] \cdot y(t) = 0.$$

Знаходження розв'язків цього рівняння є нетривіальною задачею. Спочатку знаходяться розв'язки для деяких граничних випадків. Так, при  $n_1 = n_2 = n$ , розв'язок має вигляд:

$$y(t) = \phi_{\ell}^{n,m}(t) = \begin{cases} (1-t^2)^{m/2} F\left(\frac{n-m-\ell}{2}, \frac{n-m+\ell}{2}, \frac{1}{2}; t^2\right), & \text{якщо } n-m-\ell \text{ парне} \\ (1-t^2)^{m/2} t F\left(\frac{n-m-\ell-1}{2}, \frac{n-m+\ell-1}{2}, \frac{3}{2}; t^2\right), & \text{в протилежному випадку} \end{cases}$$

де введено позначення  $\lambda = 2n - 2m$ ,  $\mu = m$ ,  $\kappa = 2\ell$ .

В загальному випадку розв'язок можна записати в наступному вигляді:

$$\phi_{\kappa} = \sin^m \theta \cdot \begin{cases} F\left(-N_1, -\frac{N_1+N_2-\kappa}{2}, -N_1-N_2; 1-e^{-2\theta}\right) e^{i\theta(N_1-\kappa/2)}, & \text{або} \\ F\left(-N_2, -\frac{N_1+N_2+\kappa}{2}, -N_1-N_2; 1-e^{-2\theta}\right) e^{i\theta(N_2+\kappa/2)}. \end{cases}$$

де  $N_1 = n_1 - m$ ,  $N_2 = n_2 - m$ .

Наступним кроком задачі знаходження базисних функцій є побудова оператора Баргмана-Мошинського і знаходження його власних функцій.

Під оператором Баргмана-Мошинського (Б-М) будемо розуміти скалярну згортку генераторів, яка визначається рівністю:

$$\Omega = L_i A_{i,j} L_j,$$

де  $\vec{L}$ -оператор повного моменту, тобто сума моментів двох підсистем, а  $A_{i,j} = u_i \nabla_j^u + v_i \nabla_j^v$ . Головна проблема при цьому - виразити  $\Omega$  через оператори, які безпосередньо діють на змінні  $(\alpha, \beta, \gamma, \theta)$ . Кінцевий вираз оператора Б-М можна представити у вигляді суми трьох операторів:

$$\Omega = R_+ + R_- + R_0, \text{ де}$$

$$R_+ = \frac{1}{4} \left[ (n_1 + n_2)t + i(n_1 - n_2)\sqrt{1-t^2} + 2(1-t^2)\frac{\partial}{\partial t} \right] \cdot L_+^2 + \frac{1}{4} t \cdot L_+^2 \cdot L_0,$$

$$R_- = \frac{1}{4} \left[ (n_1 + n_2)t - i(n_1 - n_2)\sqrt{1-t^2} + 2(1-t^2)\frac{\partial}{\partial t} \right] \cdot L_-^2 - \frac{1}{4} t \cdot L_-^2 \cdot L_0,$$

$$K_0 = \left[ \frac{1}{6}(n_1 + n_2) + \frac{1}{2} \right] \cdot \dot{L}^2 - \frac{1}{2}(n_1 + n_2 + 3) L_0^2.$$

В дисертації в явному вигляді наводяться таблиці матричних елементів оператора Б-М, а також його власні функції для різних комбінацій  $n_1, n_2, m$  і для значень  $l=0,1,2,3$ .

П'ятий розділ дисертації, який має назву "Ймовірності електромагнітних переходів в ядрах в рамках моделі  $su(3) \times su(3)$ " присвячено дослідженню властивостей базисних функцій моделі і їх застосуванню для розрахунків ймовірностей ізоскалярних і ізовекторних електромагнітних переходів в ядрах. Застосування розробленого методу демонструється на прикладі ядер  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$  і  ${}^{44}\text{Ti}$ .

Насамперед запишемо, як приклад, деякі функції, які безпосередньо були використані для розрахунків ймовірностей переходів:

$$\begin{aligned} |(2n, 0)_{L=2, M=0}\rangle = & \sqrt{\frac{5n}{2(2n+1)(2n+3)}} \cdot \left\{ F\left(\frac{n}{2}, \frac{n}{2}; -n+\frac{1}{2}; 1-t^2\right) \cdot D_{M0}^2 - \right. \\ & \left. - \sqrt{3} \cdot t \cdot F\left(\frac{n}{2}, \frac{n}{2}; -n+\frac{1}{2}; 1-t^2\right) \cdot D_{M2}^2 \right\} \end{aligned}$$

$$|(2n-2, 1)_{L=1, M=0}\rangle = \sqrt{\frac{3}{2} \cdot \frac{n^2}{4n-1}} \cdot \sqrt{1-t^2} \cdot t \cdot F\left(\frac{n}{2}+1, \frac{n}{2}+1; -n+\frac{3}{2}; 1-t^2\right) \cdot D_{M0}^1$$

В дисертації крім деяких загальних властивостей цих функцій показано, що для їх структурних елементів, які залежать від змінної  $t = \cos\theta$ , можна ввести співвідношення ортогональності з інтегруванням по змінній  $z = -t^2$ . На основі цих функцій досліджені також ймовірності відносної орієнтації протонної і нейтронної підсистем в залежності від кута  $\theta$ . Для цілої низки станів вищезгаданих ядер була побудована функція  $\rho(\theta)$ , яка має зміст густини ймовірності. Наведені в дисертації графіки наочно демонструють можливу відносну орієнтацію двох підсистем в залежності від кута між їх осями симетрії.

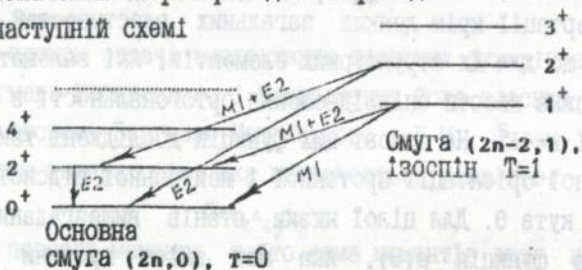
Для того, щоб хвильові функції, задані в просторі Фока-Баргмана, можна було застосувати для розрахунків ймовірностей електромагнітних переходів, необхідно відповідні оператори ізоскалярних та ізовекторних переходів також визначити у просторі Фока-Баргмана.

Головним критерієм відповідності операторів, заданих в звичайному просторі і в просторі Фока-Баргмана, є незалежність їх матричних елементів від способу знаходження. Ця умова буде виконуватись, якщо однаковими будуть матричні елементи обох операторів (перетворених і неперетворених) на твірних функціях. З цієї умови знаходиться закон відповідності між змінними в двох просторах, що дозволяє побудувати в явному вигляді оператори ізоскалярних  $\bar{q}'_{2M}$  та ізовекторних  $\bar{q}'_{2M}$  електричних квадрупольних переходів і оператор магнітного дипольного переходу  $s_{\mu}$  в просторі Фока-Баргмана. Наведемо тут, наприклад, вигляд оператора ізоскалярного електричного квадрупольного переходу (розглядається випадок  $n_1 = n_2 = n$ ):

$$\bar{q}'_{2\mu} = i\sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \left[ \frac{1}{\sqrt{1-t^2}} \cdot \left[ (D_{\mu-1}^2 \cdot \hat{i}_{+1} - D_{\mu 1}^2 \cdot \hat{i}_{-1}) - t (D_{\mu 1}^2 \cdot \hat{i}_{+1} - D_{\mu-1}^2 \cdot \hat{i}_{-1}) \right] + \sqrt{1-t^2} \left[ (D_{\mu 2+}^2 \cdot \hat{i}_0 + 2 \left( -n + t \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot D_{\mu 2-}^2) \right] \right]$$

де  $t_{\xi}$  - компоненти оператора кутового моменту у внутрішній системі координат.

В дисертації докладно описана техніка знаходження матричних елементів зазначених операторів для переходів між станами, які наведені в наступній схемі



Знайдені матричні елементи використовуються для знаходження зведених ймовірностей електромагнітних переходів і ймовірностей переходів за одиницю часу. Всі розрахунки відображені у відповідних таблицях.

В дисертації, як об'єкти застосування розвинутого вище формалізму, використані атомні ядра  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$  і  ${}^{44}\text{Tl}$ , котрі в зовнішній, незаповненій оболонці мають по два нейтрона і по два протона, а

параметр  $n$  для них приймає відповідні значення 2, 4 і 6. В дисертації наведені таблиці значень ймовірностей переходів за одиницю часу і ширини рівнів  $\gamma$ -переходів ( $\Gamma_\gamma$ ), розраховані для ядер  $^8\text{Be}$  і  $^{20}\text{Ne}$ , а також значення відповідних експериментальних даних. Нижче наводиться тільки одна з цих таблиць

Таблиця. Ймовірності  $k_2$  і  $m_1$  переходів і ширини рівнів для ядра  $^8\text{Be}$

	$E_i$ МеВ	$E_f$ МеВ	$\Delta E$	$\tau_{i \rightarrow f}$	$\Gamma_\gamma$ (eВ)
$(E2; (2n, 0)2^+ \rightarrow (2n, 0)0^+)$	$3.04 \pm 0.03$	0.	3.04	$0.17 \cdot 10^{13}$	$1.12 \cdot 10^{-3}$
$(E2; (2n-2, 1)1^+ \rightarrow (2n, 0)2^+)$	$17.64 \pm 0.00$	3.04	14.6	$5.44 \cdot 10^{15}$	3.58
$(M1; (2n-2, 1)1^+ \rightarrow (2n, 0)2^+)$	$17.64 \pm 0.00$	3.04	14.6	$10.17 \cdot 10^{15}$	6.70
$(M1; (2n-2, 1)1^+ \rightarrow (2n, 0)0^+)$	$17.64 \pm 0.00$	0.	17.64	$20.49 \cdot 10^{15}$	13.48

Експериментальні значення  $\Gamma_\gamma$

$17.640 \rightarrow 0.$   $\Gamma_\gamma = 16.7$  eВ

$17.640 \rightarrow 3.04$   $\Gamma_\gamma = \begin{cases} 8.15 \pm 0.07 \text{ (M1)} \\ 0.15 \pm 0.07 \text{ (E2)} \end{cases}$

Для  $^8\text{Be}$  параметри мають наступні значення:

$r_0 = 1.76 \cdot 10^{-13}$  см  $e^2 r_0^4 \frac{4^5}{\hbar} = 0.701 \cdot 10^{13} \cdot (\Delta E \text{ MeВ})^3$

В дисертації докладно аналізуються теоретичні розрахунки в порівнянні з експериментальними даними. Зокрема відзначається, що для переходів  $2^+ \tau=1 \rightarrow 2^+ \tau=0$  розрахунки добре узгоджуються з експериментом ( $\Gamma_\gamma^{\text{теор}} \approx 4.25$  eВ;  $\Gamma_\gamma^{\text{експ}} \approx 4.08 \pm 0.44$  eВ).

Для ядра  $^8\text{Be}$  слід відзначити перехід

$$1^+ \tau=1 \rightarrow 0^+ \tau=0 \quad (\Gamma_\gamma^{\text{теор}} = 13.48 \text{ eВ}; \Gamma_\gamma^{\text{експ}} = 16.7 \text{ eВ}).$$

а також  $m_1$  перехід

$$1^+ \tau=1 \rightarrow 2^+ \tau=0 \quad (\Gamma_\gamma^{\text{теор}} = 6.70 \text{ eВ}; \Gamma_\gamma^{\text{експ}} = 8.15 \pm 0.07 \text{ eВ})$$

Для оцінки якості побудованої моделі  $su(3) \times su(3)$  слід відзначити той факт, що в цій моделі немає жодного підгоночного параметру.

Щодо осциляторної довжини  $r_0$ , то вона знайдена незалежно з умови співпадання теоретичних і експериментальних середньоквадратичних значень радіусів ядер.

Основний висновок, який можна зробити з порівняння теоретичних і експериментальних значень  $\Gamma_\gamma$ , полягає в тому, що характер збудження вищезазначених рівнів ядер  $^8\text{Be}$  і  $^{20}\text{Ne}$  в основному відповідає уявленню моделі  $su(3) \times su(3)$ .

В заключній частині п'ятого розділу обговорюється можливість застосування базисних функцій моделі  $su(3) \times su(3)$  за межами моделі двох аксиальних ротаторів. Насамперед, можна відзначити, що ці функції використовуються як складові елементи при ускладненні моделі (неаксиальні ротатори з п'ятьма і шістьма ступенями вільності). Крім того, в дисертації розглянута процедура побудови хвильових функцій станів трьохкластерних систем з моментом  $L=2$  і з певними значеннями квантових чисел ( $\lambda, \mu$ ). В зв'язку з цим можна зробити висновок, що розроблена модель є добрим підґрунтям для застосування в різних задачах.

Доповнення, яке має назву "Зведені ймовірності електричних квадрупольних переходів в деформованих парно-парних ядрах" присвячено розрахунку та аналізу ймовірностей електричних квадрупольних переходів в ядрах на основі хвильових функцій, запропонованих П.В.Скоробогатовим для опису колективних оберտально-вібраційних збуджень в неадіабатичному варіанті. Розраховані значення ймовірностей порівнюються з аналогічними розрахунками О.С.Давидова [9] та з експериментальними даними, в тих випадках, коли вони існують. В дисертації наведені порівняльні таблиці ймовірностей переходів між рівнями різних смуг моделі. В дисертації докладно проаналізовані результати розрахунків і зроблені відповідні висновки. Зокрема відзначено, що переходи в основній оберտальній смузі слабо залежать від параметру деформації  $\gamma$ , однак залежність від параметру м'якості  $\mu_d$  сильніша ніж в розрахунках О.С.Давидова.

## ВИСНОВКИ

1. Розвинено мультипольний формалізм опису розсіяння нуклонів і  $\pi$ -мезонів ядрами. В цьому формалізмі диференціальний переріз розсіяння виражено через матричні елементи мультипольних моментів, які є незвідними тензорними операторами в звичайному і ізотопічному просторах. Досліджена роль різних мультиполів в конкретних процесах розсіяння. Сформульована методика мультипольного аналізу.
2. На основі мультипольного формалізму були розраховані диференціальні перерізи розсіяння протонів з енергією 185 MeV на ядрі  $^{12}\text{C}$ , як у плоскохвильовому наближенні, так і в імпульсному наближенні з врахуванням деформації хвиль. Розрахунки виконані як для пружного розсіяння, так і для непружних процесів із збудженням рівнів  $2^+\tau=0$  (4.44 MeV),  $3^-\tau=0$  (9.64 MeV),  $1^+\tau=0$  (12.71 MeV),  $1^+\tau=1$  (15.11 MeV). Результати розрахунків проаналізовано шляхом їх порівняння з експериментальними даними. По результатах аналізу зроблені висновки. Зокрема, встановлено, що з усіх використаних для розрахунків моделей ядра перевагу треба віддати моделі хаотичних фаз.
3. Проведено співставлення дифракційної теорії розсіяння Глаубера-Ситенка з варіантами імпульсного наближення. Встановлено, що послідовне врахування багатократного розсіяння в дифракційній теорії дає більш точні результати в порівнянні з імпульсним наближенням з врахуванням деформації хвиль. Мультипольний формалізм, розвинений раніше для імпульсного наближення застосовано також для дифракційної теорії.
4. На основі трьох вищезгаданих наближень були виконані розрахунки пружного і непружного розсіяння протонів на деформованому ядрі  $^{12}\text{C}$  при енергії 185 MeV і 1000 MeV. Для побудови хвильових функцій ядра використовувалися одночастинкові функції анізотропного осцилятора з одним вільним параметром. Встановлено, що в даних конкретних розрахунках найкраще узгодження з експериментом досягається при застосуванні дифракційної теорії багатократного розсіяння.
5. На основі дифракційної теорії Глаубера-Ситенка досліджена кластерна модель ядра  $^6\text{Li}$ . Амплітуди і диференціальний переріз

пружного і непружного розсіяння отримані в аналітичному вигляді. Аналіз отриманих результатів показав, що, як і у випадку розсіяння електронів, теоретичні перерізи розсіяння протонів в межах оболонкової моделі ядра приводять до значної розбіжності з експериментальними даними, в той час як розрахунки з кластерною моделлю узгоджуються з експериментом. З умови такого узгодження знайдено оптимальне значення структурного параметра ядра  $Li^6$ . Середньоквадратичний радіус  $Li^6$ , розрахований з використанням хвильової функції кластерної моделі з цим параметром, узгоджується із значенням середньоквадратичного радіуса, який отримано з даних по розсіянню електронів.

6. На основі дифракційної теорії і з використанням експериментальних даних по розсіянню  $\pi$ -мезонів на протонах розраховано параметри піон-нейтронної амплітуди при високих енергіях. Отримані результати були використані для розрахунків перерізів розсіяння  $\pi$ -мезонів на тринуклонних ядрах  $n^3$  і  $ne^3$  в широкому інтервалі енергій. За результатами розрахунків проведено аналіз і зроблені висновки щодо внеску двох і трикратного розсіяння в повний і диференціальний перерізи. Аналогічні розрахунки і висновки зроблено для випадку розсіяння  $k$ -мезонів.

7. На основі мікроскопічної дифракційної теорії розраховані диференціальні перерізи розсіяння протонів з енергією 600 MeV на тритоні  $^3H$  при трьох значеннях структурного параметра ядра:  $\alpha=0.300; 0.370; 0.384$ . Досліджена залежність перерізу від параметру кореляції типу Ястрова. Встановлено, що така кореляція спричиняє зсув мінімуму перерізу в бік малих кутів і зменшення другого максимуму. Врахування короткодійної кореляції дозволяє краще узгодити теоретичні значення перерізів з експериментальними даними.

8. Розраховані диференціальні перерізи розсіяння дейтронів на ядрі  $c^{12}$  з варіаційним структурним параметром хвильової функції, який характеризує домішок  $\nu$ -хвилі в основному стані дейтрона. Встановлено, що розрахований диференціальний переріз та векторна і тензорна поляризація узгоджуються найкращим чином з експериментальними

даними, якщо домішок  $\nu$ -хвилі дорівнює 6,8 % .

9. Сформульована і розв'язана задача побудови базиса мікроскопічної моделі  $su(3) \times su(3)$ . У просторі Фока-Баргмана реалізовано алгоритм побудови базисних функцій в явному вигляді. Для вирішення цієї проблеми з генераторів групи  $su(3)$  побудовано оператор Казимира другого порядку, і успішно розв'язана задача знаходження його власних функцій. На знайдених функціях обчислено матричні елементи оператора Баргмана-Мошинського і процедурою діагоналізації знайдено його власні функції.

10. Докладно досліджено властивості знайдених хвильових функцій, розраховано і проілюстровано графічно ймовірності відносної орієнтації протонної і нейтронної підсистем, дана оцінка обґрунтованості наближення малих кутів відносної орієнтації для розрахунків ймовірностей електромагнітних переходів в феноменологічній моделі двох аксіальних ротаторів.

11. В просторі Фока-Баргмана побудовані оператори ізоскалярних і ізовекторних електромагнітних переходів і знайдені їх матричні елементи на базисних функціях моделі.

12. На основі розробленої моделі  $su(3) \times su(3)$  розраховані ймовірності електромагнітних  $\kappa^2$  і  $\mu^1$  переходів між основним і збудженими станами ядер  $^8\text{Be}$ ,  $^{20}\text{Ne}$  і  $^{44}\text{Ti}$ . Проведено порівняння теоретичних розрахунків з експериментальними даними, і за результатами аналізу виявлені стани, в яких збудження може бути обумовлено колективними рухами в межах ядерної моделі двох аксіальних ротаторів.

13. Розглянуті електричні квадрупольні переходи в деформованих парно-парних ядрах. Для розрахунків ймовірностей переходів використані хвильові функції, які були отримані П.В.Скоробогатовим в аналітичному вигляді в неадиабатичній теорії вібраційно-ротаційних збуджень. Розраховані ймовірності переходів порівнюються з аналогічними розрахунками О.С.Давидова. Для зручності порівняння в дисертації наведені порівняльні таблиці. За результатами аналізу зроблено ряд висновків. Зокрема відзначено, що переходи в основній оберտальній полосі, як і в розрахунках О.С.Давидова, слабо залежать

від ефективного параметру  $\gamma$ -коливань.

Цитована література:

1. Kerman A.K., McManus H., Thaler R.M. The scattering of fast nucleons from nuclei. // Ann. Phys. - 1959. - Vol. 8, № 4. - P. 551-635.
2. Hofstadter R. Electron scattering and nuclear structure // Rev. Mod. Phys. - 1956. - Vol. 28, № 3. - P. 214-254.
3. Ситенко А.Г. К теории ядерных реакций с участием сложных частиц // УФЖ. - 1959. - Т. 4, № 2. - с. 152-163.
4. Glauber R.J. High energy collision theory // Lect. Theor. Phys. - 1959. - Vol. 1. - P. 315-414.
5. Bassel R., Wilkin C. High-energy proton scattering and the structure of light nuclei. // Phys. Rev. - 1968. - Vol. 174, № 4. - P. 1179-1199.
6. Lo Iudice, Palumbo F. New Isovector Collective Mode in deformed Nuclei. // Phys. Rev. Lett. - 1978. - v. 41, № 22. - P. 1532- 1534.
7. Филиппов Г.Ф., Авраменко В.И. Эффективный гамильтониан вращательных возбуждений в схеме  $su_3$  Эллиота с реальным взаимодействием. // ЯФ. - 1983. - Т. 37, № 3. - С. 597.
8. Переломов А.М. Обобщенные когерентные состояния и их применения. // М.: Наука. - 1987. - 270 с.
9. Давыдов А.С. Возбужденные состояния атомных ядер. // М.: Атомиздат. - 1967. - 264 с.

Основні результати дисертації опубліковані в роботах:

1. Ситенко А.Г., Доценко И.С., Фурса А.Д. Мультипольный анализ рассеяния быстрых нуклонов ядрами. // УФЖ. - 1971. - Т. 16, № 4. - С. 555-573.
2. Ситенко А.Г., Фурса А.Д., Доценко И.С. Учёт искажения волновых функций при мультипольном анализе рассеяния быстрых нуклонов ядрами. // УФЖ. - 1971. - Т. 16, № 6. - С. 881-893.
3. Ситенко А.Г., Доценко И.С., Фурса А.Д. О рассеянии быстрых  $\pi$ -мезонов ядрами. // УФЖ. - 1971. - Т. 16, № 10. - С. 1676-1684.
4. Ситенко А.Г., Доценко И.С., Фурса А.Д. Мультипольный анализ

- рассеяния быстрых нуклонов ядрами. //Тезисы докладов XXI совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядер.-Москва.-1971.
5. Ситенко А.Г., Фурса А.Д., Доценко И.С. Учёт искажения волновых функций при мультипольном анализе рассеяния быстрых нуклонов ядрами. // Там же.
  6. Ситенко А.Г., Доценко И.С., Фурса А.Д. О рассеянии быстрых  $\pi$ -мезонов ядрами. // Там же.
  7. Ситенко А.Г., Доценко И.С. К теории дифракционного рассеяния //ЯФ.-1973.- Т.17, вып.1.- с.67-74.
  8. Доценко И.С., Фурса А.Д. Дифракционное рассеяние протонов на деформированном ядре  $C^{12}$ . //ЯФ.-1973.- Т.17, вып.4.- с.783-787.
  9. Доценко И.С., Фурса А.Д. Дифракционное рассеяние протонов и структура  $Li^6$ . // Киев,1972.-20с.(Препринт ИТФ-72-95Р).
  10. Доценко И.С., Фурса А.Д. Упругое и неупругое рассеяние быстрых нуклонов и кластерная структура  $Li^6$ . //ЯФ.-1973.- Т.17, вып.4.- с.770-781.
  11. Доценко И.С. Расчёт параметров деформации ядер имеющих спин  $I=0$  в основном состоянии. // Киев,1971.-8с.(Препринт ИТФ-71-33Р).
  12. Доценко И.С., Тартаковский В.К., Хассан М.А.М.. О дифракционном взаимодействии адронов с малонуклонными ядрами. //Киев,1977.-41с.(Препринт ИТФ-77-84Р).
  13. Тартаковский В.К., Хассан М.А.М., Доценко И.С. О рассеянии пионов высоких энергий малонуклонными ядрами. //УФЖ.-1977.-Т.22, №9.- С.1409-1416.
  14. Тартаковский В.К., Хассан М.А.М., Доценко И.С. Взаимодействие каонов высокой энергии с малонуклонными ядрами. //Вестник КУ.-1978, вып.19.- с.53-57.
  15. Доценко И.С., Логинов А.П., Сайлер К.Г., Тартаковский В.К. О влиянии структуры дейтрона на поляризацию его при рассеянии на ядрах. //Вестник КУ.-1982, вып.23.- с.57-60.
  16. Доценко И.С., Сайлер К.Г., Тартаковский В.К., Чередниченко В.А. Влияние структуры и короткодействующих  $nn$ -корреляций на упругое рассеяние протонов на тритонах. //Вестник КУ.-1985, вып.26.-

с.34-36.

17. Доценко И.С., Скоробогатов П.В., Тартаковский В.К. Приведенные вероятности электрических квадрупольных переходов в деформируемых четно-четных ядрах. //УФЖ.-1985.-Т.30, № 1.- С24-28.
18. Доценко И.С., Скоробогатов П.В., Тартаковский В.К. Об электрических квадрупольных переходах в деформированных четно-четных ядрах. //Л.:Наука, 1985.-Тезисы докладов xxxv Сопещения по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.
19. Ситенко А.Г., Тартаковский В.К., Доценко И.С. и др. Рассеяние адронов и электронов ядрами и изучение структуры ядер. //Киев, 1986.- ВИНТИ, № 02860001759
20. Доценко И.С. Об одном способе разложения кулоновской волновой функции задачи рассеяния по парциальным волнам. //Вестник КУ, Физика.-1986, вып.27.- с.15-17.
21. Доценко И.С., Тартаковский В.К., Сосов Ю.В. Нахождение нуклон-нуклонных фаз рассеяния методом фазовых функций. // Киев, 1992.- 13с. (Препринт ИТФ-92-2Р).
22. Доценко И.С., Тартаковский В.К. Расчет  $m\pi$ -фаз рассеяния методом фазовых функций. //С.-Петербург: Наука.-1993.- Тезисы докладов Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра.
23. Ситенко А.Г., Тартаковский В.К., Доценко И.С. и др. Изучение эффектов ядерной структуры и нуклон-нуклонного взаимодействия в процессах рассеяния частиц средней и высокой энергии на атомных ядрах. //Киев, 1990.- ВИНТИ, № 01860061302.
24. Филиппов Г.Ф., Доценко И.С. Интерпретация модели *Palumbo* на основе микроскопических функций базиса  $su\ xsu$ . //Киев, 1993.-19с. (Препринт ИТФ-93-4Р).
25. Филиппов Г.Ф., Доценко И.С. Расчет вероятностей изоскалярных и изовекторных электромагнитных переходов в ядрах с открытыми оболочками на основе модели  $su\ xsu$ . //Киев, 1993.-20с. (Препринт ИТФ-93-17Р).
26. Филиппов Г.Ф., Доценко И.С. Построение волновых функций состо-

- аний ядер в микроскопической модели двух аксиальных ротаторов. //Киев, 1993.-20с. (Препринт ИТФ-93-27Р).
27. Filippov G.F., Dotsenko I.S. The interpretation of a nuclear model of two axial rotators based on the microscopical approach. //Physics in Ukraine, International Conference.-Kiev.-1993.-P.42-45.
28. Filippov G.F., Dotsenko I.S. The properties of nuclear wave functions in microscopical model of two axial rotators. //Physics in Ukraine, International Conference.- Kiev.-1993.- P.46-49.
29. Филиппов Г.Ф., Доценко И.С., Лисецкий А.Ф. Микроскопическая модель двух аксиальных ротаторов для ядер с различными нейтронными и протонными оболочечными конфигурациями. //Киев, 1994.-12с. (Препринт ИТФ-94-3Р).
30. Филиппов Г.Ф., Доценко И.С., Лисецкий А.Ф. Закономерности в относительной ориентации протонной и нейтронной подсистем в микроскопической модели двух аксиальных ротаторов. // Киев, 1994.-13с. (Препринт ИТФ-94-7Р).
31. Филиппов Г.Ф., Доценко И.С. Волновые функции микроскопической модели двух аксиальных ротаторов в общем случае, когда  $su$  - симметрии состояний нейтронных и протонных подсистем отличаются друг от друга. // Киев, 1994.-13с. (Препринт ИТФ-94-7Р).
32. Филиппов Г.Ф., Доценко И.С. Интерпретация модели Палумбо двух аксиальных ротаторов на основе микроскопического подхода. //ЯФ.-1994.- т.57, № 12.- с.2181-2195.
33. Dotsenko I.S., Filippov G.F. The interpretation of a nuclear model of two axial rotators based on the microscopical approach. //Symmetry Method in Physics.-Dubna.-1994. - Vol.1. P.78-80.
34. Dotsenko I.S., Filippov G.F. The properties of nuclear wave functions in microscopical model of two axial rotators. //Symmetry Method in Physics.-Dubna.-1994.- Vol.1. P.81-83.
35. Filippov G.F., Dotsenko I.S., Lisetskiy A.F. Construction of the basis states with  $L=2$  for a three-cluster system. //Kiev.-1995.- 11 p. (Preprint ITP-95-13E).
36. Филиппов Г.Ф., Доценко И.С., Лисецкий А.Ф. Построение собствен-

ных функций оператора Баргмана-Мошинского в рамках модели  $su(3) \times su(3)$ . // Киев, 1995.-20с. (Препринт ИТФ-95-7P).

37. Filippov G.F., Dotsenko I.S., Lisetskiy A.F. Microscopic description of the giant angle dipole mode. // Book of Abstracts.- Groningen Conference on Giant Resonances. Groningen, The Netherlands, June 28-July 1, 1995.
38. Доценко И.С., Филиппов Г.Ф. Построение базисных функций ядерной модели двух ротаторов в пространстве Фока- Баргмана. // ФЭЧАЯ.- 1996. - т.27,вып.2.- с.335-376.
39. Dotsenko I.S., Filippov G.F., Lisetskiy A.F. Construction of the basis functions of the two-rotator nuclear model in the Fock-Bargman space. //VII International Conference "Symmetry Methods in Physics". -Dubna.-July 9-16, 1995. (To be published).
40. Filippov G.F., Dotsenko I.S., Lisetskiy A.F. Construction of the basis states with  $L=2$  for a three-cluster system. //УФЖ.-1996.- Т.41, № 9.- С.779-785.
41. Dotsenko I.S., Filippov G.F., Lisetskiy A.F. Relative orientation of proton and neutron subsystems in the microscopic two axial rotators model. //УФЖ.-1996.-Т.41, № 9.- С.786-791.

## АННОТАЦИЯ

Доценко И.С. "Высокоэнергетическое рассеяние адронов ядрами и электромагнитные переходы в ядрах".

Диссертация представлена на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.02- теоретическая физика.

Киевский университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина, 1996.

В диссертации представлены результаты теоретических исследований в области ядерной физики: мультипольный формализм анализа ядерных характеристик из данных по рассеянию нуклонов и  $\pi$ -мезонов ядрами, некоторые аспекты взаимодействия адронов с ядрами на основе дифракционной теории Глаубера-Ситенко, структура трехнуклонных ядер на основе анализа рассеяния высокоэнергетических адронов, оценка примеси D-волны в волновой функции дейтрона из данных по его поляризации при рассеянии на ядре  $C^{12}$ , построение базиса микроскопической ядерной модели  $SU(3) \times SU(3)$  в представлении Фока-Баргмана и применение этого базиса для расчета вероятностей электромагнитных переходов в ядрах  $Be^8, Ne^{20}, Ti^{44}$ , расчет вероятностей электрических квадрупольных переходов в деформируемых четно-четных ядрах.

**Ключевые слова:** мультипольный формализм, дифракционное рассеяние, малонуклонные ядра, адроны, модель двух ротаторов, модель  $SU(3) \times SU(3)$ , вероятности переходов,  $\pi$ -мезоны,  $k$ -мезоны.

## SUMMARY

Dotsenko I.S. "Hadron high energy scattering on nuclei and electromagnetic transitions in nuclei".

The thesis is submitted for a degree of doctor of physical and mathematical sciences (field 01.04.02- theoretical physics).

Taras Shevchenko Kyiv University, Kyiv, Ukraine, 1996.

The following results of the theoretical study in the field of the nuclear physics are presented in the thesis: the multiple technique of the nuclear characteristics analysis by using the data of nucleons and  $\pi$ -mesons by nuclei; some aspects of the hadron-nucleus scattering within the framework of the Glauber-Sitenko diffraction theory; the structure of three-nucleon nuclei on the basis of the high energy hadron scattering; the evaluation of the D-wave mixture in the deuteron wave function by using the data of deuterons polarizations when scattered by a nucleus  $C^{12}$ ; the construction of a basis of the microscopic nuclear model  $SU(3) \times SU(3)$  in the Fock-Bargmann representation and application of this basis for calculations of the probability electromagnetic transitions in nuclei  $Be^8, Ne^{20}, Ti^{44}$ ; calculations of the reduced probabilities of the electric quadrupole transitions in the deformed even-even nuclei.

**Key words:** multipole technique, diffraction scattering, cross-section, a few nucleon nuclei, hadrons, two-rotator model,  $SU(3) \times SU(3)$  model, probabilities of transitions,  $\pi$ -mesons,  $k$ -mesons.

440352

АВ 36.761

---

Зам. 1                      Формат 60x84/16.                      Обл.-вид. арк. 2,0

Підписано до друку 26.12.1996 р.                      Тираж 100.

---

Поліграфічна дільниця ІТФ ім. М.М.Боголюбова НАН України