

ПРО ДИФРАКЦІЙНЕ НЕЙТРОН-ЯДЕРНЕ РОЗСІЯННЯ  
У СТОХАСТИЧНОМУ ПІДХОДІ

М. С. Борисова, Г. О. Прокопець, О. В. Фурсасв

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Плідність стохастичної модифікації дифракційної моделі показано на прикладі пружного розсіяння атомними ядрами нейтронів середніх енергій. Параметр ядерної щільності  $r_0$ , що визначає радіус потенціалу середнього поля, у цьому підході є стохастичною змінною. Очікується, що таким чином при розрахунках у рамках дифракційної моделі стане можливим у певному наближенні прийняти до уваги неоднорідність ядерної речовини. З результатами розрахунків порівнюються експериментальні дані.

1. Вступ

Відомо, що для енергій нейтронів  $E < 20 - 30$  MeV загально визнаним є аналіз їх розсіяння атомними ядрами на основі різних варіантів оптичної моделі. Широкого вжитку набули тут феноменологічні багатопараметричні підходи із залежними від енергії динамічними й геометричними параметрами дійсних та уявних потенціалів, форма яких традиційно пов'язана із розподілом Фермі нуклонної щільності в ядрі. Систематизація цих параметрів та однозначність їх визначення, особливо параметрів потенціалу поглинання [1], потребує прецизійних експериментальних даних у широкому кутовому та енергетичному інтервалах. Для енергій нейтронів, вищих за  $E \approx 50$  MeV, такий аналіз практично відсутній і стримується нечисленністю даних про диференціальні перерізи (ДП) розсіяння, до того ж тільки під малими кутами. Певним недоліком при цьому виступає характерна для сучасних варіантів оптичної моделі багатопараметричність, що була б цілком прийнятною лише при наявності більш детальної експериментальної інформації, якої було б достатньо для упевненої фіксації адекватних значень параметрів. У той же час використання даних аналізу протон-ядерних зіткнень не є беззаперечним при розгляді розсіяння нейтронів, оскільки кулонівська взаємодія модифікує й частину амплітуди, пов'язану з короткодійними ядерними силами [2].

Якщо обмежуватися аналізом розсіяння в передню півсферу, то для нейтронів середніх енергій ( $50 \leq E \leq 300$  MeV) придатною є проста дифракційна модель [3], аж поки не стають переважаючими релятивістські ефекти та ефекти, пов'язані з сумірністю шляху вільного пробігу падаючого нейтрона та міжнуклонних відстаней в ядрі. Звичайним для дифракційної моделі, що до певної міри може вважатися редуцією повномасштабного оптичного підходу, є врахування ймовірності поглинання нуклона залежно від параметра зіткнення  $\vec{b}$  його з ядром через введення функції профілю  $\omega(\vec{b})$ . Тоді в разі сферичного ядра для дифракційної амплітуди маємо [3]

$$f(q) = ik \int_0^{\infty} \omega(b) J_0(qb) b db, \tag{1}$$

де  $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ ;  $q = 2k \sin(\theta/2)$ ;  $\vec{k}(\vec{k}')$  - хвильовий вектор нейтрона, що падає на ядро (розсіяний ядром);  $\theta$  - кут розсіяння у системі центра мас. Вважаємо, що  $\hbar = c = 1$ . Функціональна залежність  $\omega(b)$  може мати вигляд [4]

$$\omega(b) = \left[ 1 + \exp\left(\frac{(b-R)}{\Delta}\right) \right]^{-1}, \tag{2}$$

де  $R = r_0 A^{1/3}$ ; а  $\Delta$  – параметр, що характеризує дифузність ядерної поверхні (при  $\Delta = 0$  поверхня ядра стає різкою). До недоліків підходу такого роду можна, вочевидь, віднести існування характерних дифракційних провалів поблизу мінімумів в експериментальних ДП. У даній роботі запропоновано одну з можливостей покращити узгодження результатів дифракційного підходу з експериментом.

## 2. Вихідна гіпотеза та модель

Розсіяння нуклонів середніх енергій супроводжується проходженням їх крізь переважно поглинаюче середовище. При цих енергіях речовина в ядрах, строго кажучи, вже не може вважатися однорідною. Тому було зроблено припущення про можливість врахувати цей ефект, увівши в розгляд потенціали із змінними, непостійними радіусами взаємодії. У дещо іншому контексті подібного роду потенціали фігурують у декотрих підходах до опису розсіяння при високих енергіях [5]. Специфіка нашої моделі полягає у статистичному трактуванні нуклон-ядерного розсіяння. Параметри потенціалу взаємодії вважаються випадковими змінними, що може бути пов'язано з флуктуаціями потенціалу середнього поля. В ортодоксальній дифракційній моделі “чорного ядра” динамічним параметром виступає радіус нейтрон-ядерної взаємодії, тобто радіус поглинаючої сфери, що приблизно дорівнює  $R = r_0 A^{1/3}$  (радіусом нейтрона нехтуємо). Надалі величина  $r_0$  буде вважатися стохастичною змінною. Стохастичною величиною буде й амплітуда розсіяння, що є функцією змінної  $r_0$ . Тоді спостережувані ДП при розсіянні розглядаються як результат усереднення згідно з певною функцією щільності ймовірності  $W(x)$ , де  $x = qR$ .

Нехай для фіксованого параметра  $x$  амплітуда розсіяння  $f_{BN}(x, \theta) = ikxJ_1(x)/q^2$  відповідає чорному ядру з різкою поверхнею, що є сферою з радіусом  $R$ . Для достатньо високих енергій  $E$  впливом дійсного центрального потенціалу, що спричинює заломлення нейтронних хвиль, можна знехтувати. Щодо конкретного вигляду щільності ймовірності  $W(x)$ , то його було оцінено при обмеженні класом симетричних відносно свого середнього (центра) розподілів, для випадку існування хоча б одного моменту порядку більшого за 2, виходячи з умови малості очікуваних флуктуацій параметра  $r_0$ . Тоді, залишаючи на час осторонь питання про спінову залежність, можна записати

$$\sigma(\theta) = \frac{\int_0^{\infty} |f(x, \theta)|^2 W(x) dx}{\int_0^{\infty} W(x) dx} \approx f_{\theta}^2(\bar{x}) + \sum_{s=1}^{s_{\max}} \frac{1}{s!} \left[ \frac{d^{2s}}{dx^{2s}} f_{\theta}^2(x) \right]_{\bar{x}} \left( \frac{\beta_s (\delta x)^2}{2} \right)^s, \quad (3)$$

де при фіксованому  $\theta$  інтегрування відбувається по змінній  $r_0$ ,  $f_{\theta}^2 \equiv |f_{BN}(x, \theta)|^2$  та  $\bar{x} = q\bar{r}_0 A^{1/3}$  – середнє по ймовірності. Було використано розклад (3), що має вигляд ряду по центральних моментах до четвертого порядку включно й містить функції Бесселя  $J_{\nu}(x)$  тільки з  $\nu = 0$  та 1. Параметрами у такому розгляді виступають середнє значення  $\bar{r}_0$ , його стандартне відхилення  $\delta x \approx \delta r_0$  та фактор  $\beta \equiv \beta_2$ , відхилення якого від одиниці відповідає ступеню відмінності розподілу для  $r_0$  від нормального.

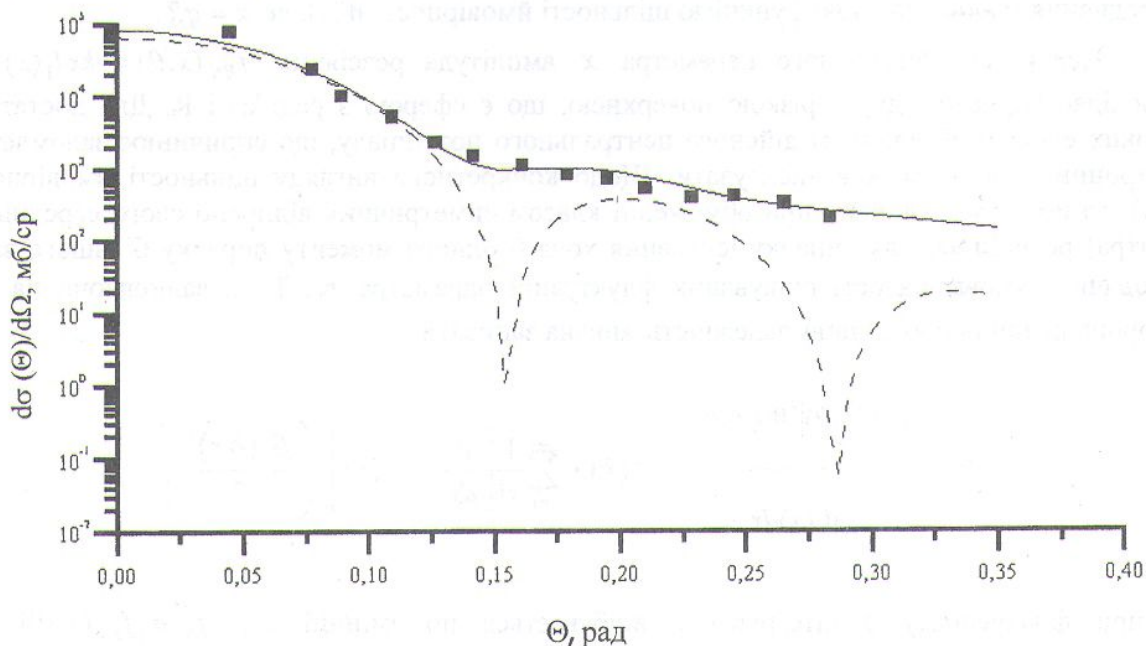
## 3. Результати розрахунків

Згідно з отриманим виразом (3) було проведено розрахунки середніх ДП для ядер <sup>208</sup>Pb. Вони порівнювалися з експериментальними даними відносно до повних та

диференціальних нейтронних перерізів для свинцю з бібліотеки EXFOR. Слід зазначити, що між  $\bar{r}_0$  та  $\delta r_0$  існує зв'язок, який визначається оптичною теоремою, через повний переріз нейтрон-ядерного розсіяння  $\sigma_t$ . Тому процес узгодження розрахованих ДП з експериментальними даними був 2-параметричним (параметри  $\delta r_0, \beta$ ). Як результат, для енергій  $E = 65, 84, 136, 300$  та  $350$  MeV отримано середнє за енергією значення  $\langle \delta r_0 \rangle = 0,20 \pm 0,04$  фм. Вказана тут невизначеність є стандартним вибірковим відхиленням. Щодо середнього значення  $\bar{r}_0$ , то воно зменшується від  $1,33$  фм при  $E = 65$  MeV до  $1,07$  фм при  $E = 350$  MeV, так що  $\langle \bar{r}_0 \rangle = 1,21 \pm 0,14$  фм. Примітною позитивною рисою наших результатів є відсутність дифракційних провалів у кутових залежностях перерізів. Можна також констатувати приблизну нормальність щільності розподілу  $W(x)$ , оскільки усереднена за енергією величина  $\langle \beta \rangle = 0,90 \pm 0,12$  виявилася близькою до одиниці. Грунтуючись на цьому, у подальших розрахунках для  $W(x)$  було обрано форму Гаусса

$$W(x) = \frac{1}{\delta x \sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}(x - \langle x \rangle)^2 / (\delta x)^2\right]. \quad (4)$$

Типовим прикладом одержаних результатів є суцільна крива на рисунку, що відповідає розрахованому ДП  $\sigma(\theta) \equiv d\sigma(\theta)/d\Omega$  для ядра  $^{208}\text{Pb}$  при  $E = 300$  MeV на підставі формул (3) та (4). Розмір експериментальних (бібліотека EXFOR) точок близький до цитова



Диференціальні перерізи пружного розсіяння нейтронів з  $E = 300$  MeV на ядрах  $^{208}\text{Pb}$ , розраховані у стохастичному (суцільна крива) та традиційному (пунктирна крива) дифракційних підходах. Експериментальні дані з бібліотеки EXFOR.

них невизначеностей вимірів. Параметри розрахунку мають такі значення:  $r_0 = 1,07$  фм,  $\delta r_0 = 0,16$  фм,  $\sigma_t = 2855$  мб. Зауважимо, що величину  $\delta r_0 = 0,16$  фм отримано із врахуванням енергетичного розмиття нейтронного пучка ( $300 \pm 42$  MeV); для монохроматичного ( $300$  MeV) пучка  $\delta r_0 = 0,20$  фм. Наведене значення  $\sigma_t$  є усередненою величиною по ряду даних бібліотеки EXFOR, з якими узгоджено наші розрахунки. Для порівняння на рисунку наведено також пунктирну криву, обчислену в традиційному дифракційному підході з функцією профілю (2) при  $\Delta = 0,8$  фм,  $r_0 = 1,076$  фм.

#### 4. Висновки

Можна констатувати, що в межах сформульованого стохастичного дифракційного підходу досягнуто непогане узгодження як з експериментальним повним перерізом нейтрон-ядерної взаємодії, так і з ДП пружного розсіяння ядрами  $^{208}\text{Pb}$  нейтронів середніх енергій. Варіюються два геометричні параметри – параметр щільності ядерної речовини  $r_0$  та його дисперсія  $(\delta r_0)^2$ . Як на наш погляд, позитивним результатом розрахунків є зникнення характерних для звичайного дифракційного підходу провалів перерізів  $\sigma(\theta)$  і заповнення різких дифракційних мінімумів (див. рисунок), що відбувається при виключно поглинальному (уявному) центральному потенціалі без підсилення рефракційних властивостей ядерного потенціалу за рахунок введення дійсної складової його центральної частини. Крім того, досягнуто більш реалістичне відтворення поведінки ДП  $\sigma(\theta)$  в області вторинних максимумів, що є важливим, оскільки аналіз пружного нейтрон-ядерного розсіяння є необхідним елементом і при розгляді більш складних ядерних процесів.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Konshin O.V.* New parametrization of the optical model potential for neutron reactions // Nuclear theory for fast neutron nuclear data evaluation. Proceedings of an advisory group meeting organized by the International Atomic Energy Agency and held in Beijing, 12 - 16 Oct., 1987. - Vienna: International Atomic Energy Agency. - 1988. - P. 85 - 94.
2. *Тейлор Дж.* Теория рассеяния. Квантовая теория нерелятивистских столкновений / Пер. с англ. - М.: Мир, 1975. - 567 с.
3. *Ситенко А.Г.* Теория ядерных реакций. - М.: Энергоатомиздат, 1983. - 352 с.
4. *Евланов М. В., Соколов А. М.* Дифракционное расщепление легких ионов ядрами с размытой границей // ЯФ. - 1986. - Т. 43, вып.6. - С. 1453 - 1462.
5. *Логунов А.А., Хрусталева О.А.* Вероятностное описание рассеяния при высоких энергиях и гладкий квазипотенциал // ЭЧАЯ. - 1970. - Т. 1, вып. 1. - С. 73 - 90.

#### О ДИФРАКЦИОННОМ НЕЙТРОН-ЯДЕРНОМ РАССЕЯНИИ В СТОХАСТИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ

**М. С. Борисова, Г. А. Прокопец, А. В. Фурсаев**

Плодотворность стохастической модификации дифракционной модели показывается на примере упругого рассеяния атомными ядрами нейтронов средних энергий. Параметр ядерной плотности  $r_0$ , определяющий радиус потенциала среднего поля, является в этом подходе случайной переменной. Можно ожидать, что таким образом при расчетах в рамках дифракционной модели окажется возможным в некотором приближении принять во внимание неоднородность ядерного вещества. С результатами расчетов сравниваются экспериментальные данные.

#### ON DIFFRACTION NEUTRON-NUCLEAR SCATTERING IN STOCHASTIC APPROACH

**M. S. Borisova, G. A. Prokopets, A. V. Fursayev**

The elastic scattering of the middle energy neutrons by atomic nuclei has been chosen to demonstrate the fruitfulness of the stochastic modification of the diffraction model. The parameter  $r_0$  of nuclear density that determines the radius of average field potential is a random variable in this approach. One may expect to take thus approximately into account the discrete structure of nuclear matter when diffraction model is used. The experimental data on the elastic differential cross-sections have been compared with the results of calculations.

Надійшла до редакції 12.03.01