

РЕЛАКСАЦІЯ ОДНОЧАСТИНКОВОГО ЗБУДЖЕННЯ У ФЕРМІ-СИСТЕМІ В РАМКАХ ДИФУЗІЙНОГО НАБЛИЖЕННЯ КІНЕТИЧНОЇ ТЕОРІЇ

С. В. Лук'янов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Основною метою роботи є дослідження часових масштабів релаксації одночастинкового збудження в системі Фермі, яка розглядається в межах дифузійного наближення кінетичної теорії, у порівнянні з типовим часом двочастинкової релаксації в ядрі. З цією метою в рамках дифузійного наближення проаналізовано процеси релаксації однонуклонного збудження в атомному ядрі, змодельованому, як сферично-симетрична система Фермі в імпульсному та координатному просторах. Для опису матерії всередині такої системи застосовано наближення нескінченної ядерної речовини у якому не враховувався внесок від краю системи. Модель описувалась дифузійним рівнянням:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\frac{K_{p,0}}{m} \left[p(1-2f) \frac{\partial f}{\partial p} + 3f(1-f) \right] + D_{p,0} \left[\frac{\partial^2 f}{\partial p^2} + \frac{2}{p} f \right], \quad (1)$$

із постійними кінетичними коефіцієнтами дифузії $D_{p,0}$ та дрейфу $K_{p,0}$. Їх значення вибиралися на основі попередніх досліджень таким чином, щоб співвідношення $T_{eq} = -D_{p,0}/K_{p,0}$, що визначає рівноважну температуру системи, залишалось фізично прийнятним [1].

Головна ідея роботи полягала у виокремленні одночастинкового збудження із східчастого початкового стану остова, рис. 1, на фоні якого відбувається його релаксація. У цьому контексті розглянуто три характерні часові масштаби: час релаксації всієї системи, час релаксації східчастого розподілу остова та час релаксації ізольованого одночастинкового збудження.

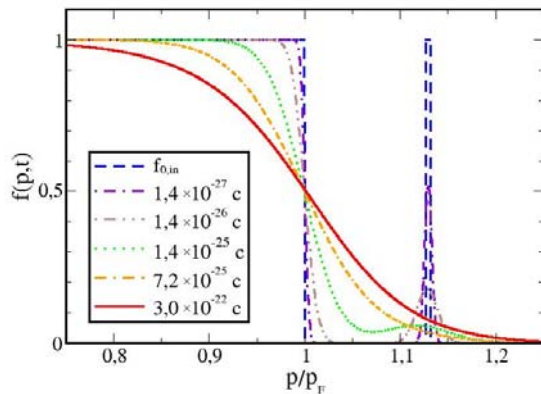


Рис. 1. Профілі функції розподілу $f(p,t)$ у різні моменти часу t , зазначені в підписах. Пунктирна крива — початкова функція розподілу, суцільна крива — рівноважна функція розподілу Фермі. p_F — імпульс Фермі.

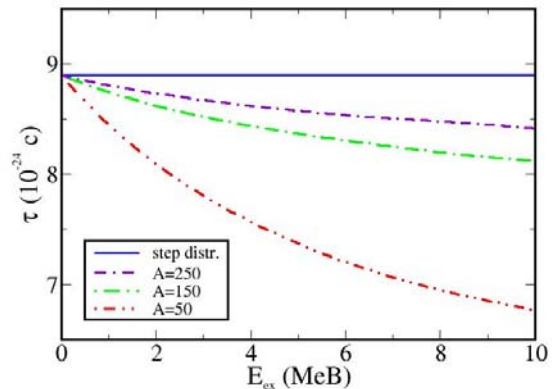


Рис. 2. Час релаксації ядра τ залежно від енергії однонуклонного збудження E_{ex} . Розрахунки подано для масових чисел $A = 50, 150$ та 250 .

Розрахунки показали, рис. 2, що в усіх випадках характерний час релаксації має порядок $\tau \sim 10^{-24}$ с, що є надто малим і не узгоджується з типовим часом двочастинкової релаксації в ядрі $\tau_{coll} \sim 10^{-23} \div 10^{-22}$ с [2]. Виокремлення лише одночастинкового збудження засвідчило, що його релаксація відбувається на тому ж часовому масштабі, що й для системи загалом. При цьому характерний час виявився ще меншим, ніж у випадку східчастого розподілу, що є природним, адже саме за рахунок одночастинкових зіткнень відбувається релаксація остова системи. Отримані залежності часу релаксації від енергії збудження демонструють низку характерних закономірностей. Зокрема, час релаксації всієї системи τ зменшується зі зростанням енергії збудження E_{ex} , тоді як для однонуклонного

збудження, рис. 3, навпаки, спостерігається збільшення τ_1 . При зростанні масового числа A в обох випадках характерний час релаксації також зростає, причому для системи в цілому він поступово наближається до значення, характерного для нескінченної ядерної матерії: $\tau_0 \approx 8,9 \times 10^{-24}$ с.

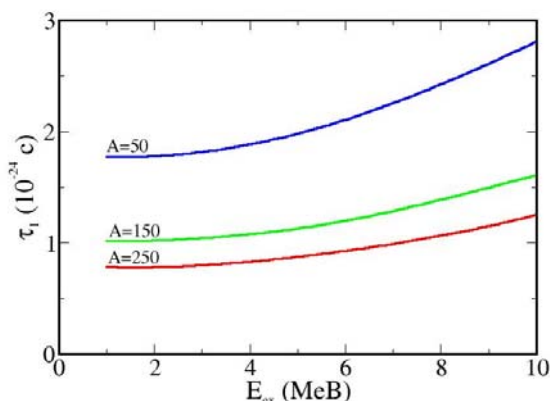


Рис. 3. Час релаксації однонуклонного збудження τ_1 залежно від енергії збудження E_{ex} . Розрахунки подано для масових чисел $A = 50, 150$ та 250 .

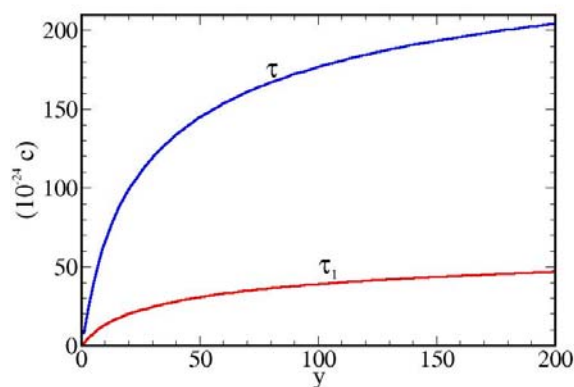


Рис. 4. Час релаксації системи в цілому τ та одночастинкового збудження τ_1 у залежності від параметра u . Розрахунок виконано для масового числа $A = 150$ та енергії збудження $E_{ex} = 10$ MeV.

Показано, що часовий масштаб релаксаційних процесів визначається виключно величинами кінетичних коефіцієнтів дифузії та дрейфу. Їх варіювання дає змогу дослідити зміну часових масштабів релаксації. Для цього було введено масштабуючий дільник u , за допомогою якого обидва коефіцієнти змінювалися лінійно при збереженні їхнього співвідношення. Встановлено, що зі збільшенням u зростають часи релаксації τ та τ_1 , рис. 4. Отже, досягнення більших значень часів релаксації можливе лише за рахунок істотного зменшення кінетичних коефіцієнтів, проте такі їхні величини суперечать попереднім оцінкам.

Таким чином, у роботі констатовано наявність суперечності у визначенні величин кінетичних коефіцієнтів дифузії та дрейфу. Ця неузгодженість вимагає подальшого детального аналізу, зокрема уточнення припущень дифузійного наближення та можливого впливу квантових ефектів на процес релаксації.

1. V. M. Kolomietz, S.V. Lukyanov. Int. Journ. Mod. Phys. E24 (2015) 1550023.
2. V. M. Kolomietz, S. Shlomo, Rep. Prog. Phys. 68 (2004) 1.