УДК 539.142

ВЛАСТИВОСТІ ПОТОКУ ІМПУЛЬСУ ПРИ ГІГАНТСЬКОМУ МОНОПОЛЬНОМУ РЕЗОНАНСІ У ВАЖКИХ ЯДРАХ

Б. А. Казидуб[1, a]

[1] *Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»*

Анотація

В роботі проводиться дослідження властивостей тензора потоку імпульсу при гігантському монопольному резонансі у важких ядрах. Дослідження проводиться для гіпотетичного ядра з масовим числом $A = 208$. Для простоти нехтуємо залишковою взаємодією в об'ємі, проте взаємодія в області поверхні ядра враховується через граничні умови вільної поверхні.

Ключові слова: Потік імпульсу, колективний рух

Вступ

При колективних збуреннях в ядрі, зокрема при гігантському монопольному резонансі (ГМР), відбувається зміна розподілу нуклонів в імпульсному просторі. Для вивчення цих змін зручно користуватися моделями, основаними на кінетичній теорії. В даній роботі використовується напівкласичний підхід, що базується на кінетичному рівнянні Власова для скінченних фермі-систем з рухомою поверхнею [1]. Такий підхід дає можливість розглядати локальні динамічні величини, наприклад, швидкість нуклонів, потік імпульсу тощо. Локальні динамічні величини, в свою чергу, дають інформацію про природу збуджень.

Метою роботи є отримання інформації про природу монопольних колективних збуджень.

1. Методика дослідження

Потік імпульсу при ГМР вивчається в рамках напівкласичного підходу, що спирається на кінетичне рівняння Власова для скінчених систем з рухомою поверхнею [1]. Зручно розглядати потік імпульсу через тензор, що в загальному випадку фермі-рідини, має наступний вигляд [2]

$$\Pi_{ij} \;=\; \int \frac{2d^3p}{(2\pi\hbar)^3} p_i v_j \delta\tilde{f}, \qquad (1)$$

де $\delta\tilde{f} = \delta f - \delta E \frac{\partial f_0}{\partial E}$, δf – зміна функції розподілу внаслідок збудження системи, E – енергія квазічастинки, $\delta E \frac{\partial f_0}{\partial E}$ - варіація рівноважної функції розподілу f_0. Співвідношення (1) справедливо для будь-якої системи координат.

Для аналізу радіально-радіальної компоненти тензора $\Pi_{rr}(r,\omega)$, зручно скористатись співвідношенням [3] (але замість розв'язків рівняння Власова з фіксованою поверхнею, слід розуміти розв'язки рівняння з рухомою поверхнею), що в монопольному випадку ($L = M = N = 0$), та з флуктуацією самоузгодженого поля частинок $\delta U_{00}(r,\omega) = 0$, має вигляд

$$\Pi_{rr}(r,\omega) \;=\; \frac{2\pi}{r^2}\int dE \int dllp_r \Big[\delta\tilde{f}^{0+}_{00}(E,l,r,\omega) + \delta\tilde{f}^{0-}_{00}(E,l,r,\omega)\Big]. \qquad (2)$$

Замість звичних змінних фазового простору $(\vec{r},\vec{p})$ використовуються змінні $(r,E,l,\alpha,\beta,\gamma)$ [1]. E – енергія частинки, l – модуль її моменту імпульсу, r – радіальна координата та α, β, γ – кути Ейлера, що визначають поворот лабораторної системи координат до системи, в якій вісь y направлена вздовж вектора $\vec{r}$, а вісь z-вздовж вектора $\vec{l} = [\vec{r}\times\vec{p}]$. m-маса , $p_r = mv_r$-радіальна компонента імпульсу нуклона, де

$$v_r(E,l,r) \;=\; \sqrt{\frac{2}{m}\left(E - \frac{l^2}{2mr^2}\right)}$$

радіальна компонента його швидкості. Величина ω представляє частоту колективного руху частинок. Функції $\delta\tilde{f}^{0\pm}_{00}(E,l,r,\omega)$, що фігурують в рівнянні (2), є розв'язками лінеаризованого кінетичного рівняння Власова для скінченних систем з рухомою поверхнею.

$$\delta\tilde{f}^{0\pm}_{00}(E,l,r,\omega) \;=\; -F'(E)\sum_{n=-\infty}^{\infty}\omega_{n0}e^{\pm i\varphi_{n0}(r)} \times \frac{Q_{n0}(E,l)}{\omega-\omega_{n0}} + F'(E)\frac{e^{\pm i\Phi_0(r,\omega)}}{\sin\Phi_0(R,\omega)} \times mv_r(E,l,R)\,\omega\delta R_{00}(\omega), \qquad (3)$$

з $F'(E) = \frac{\partial f_0(E)}{\partial E}$, де $f_0(E) = \frac{4}{(2\pi\hbar)^3}\theta(E_f - E)$ – рівноважна функція розподілу, θ – функція Хевісайда, E_f – енергія Фермі; $\omega_{n0}(E,l) = n\frac{2\pi}{T(E,l)}$ – одночастинкові частоти, $T(E,l)$ – період радіального руху. $\Phi_{n0}(r) = \omega_{n0}\tau(r)$, $\tau(r) = \int_{r_1}^{r}\frac{dr'}{v_r(E,l,r')}$, де r_1 – внутрішня точка повороту, що визначається з умови $v_r = 0$, $\Phi_0(r,\omega) = \omega\tau(r)$,

$$Q_{n0}(E,l) = \frac{1}{\tau(R)}\int_{r_1}^{R} dr\frac{r^2}{v_r(E,l,r)}\cos\Phi_{n0}(r),$$

[a] bogdan.kazydub@gmail.com

$R = 1.2A^{1/3}$ (фм) – радіус ядра, A – масове число. Величина $\delta R_{00}(r,\omega) = R\frac{\chi_0^0(\omega)}{C_0 - \chi_0(\omega)}$ являє варіацію радіуса R в результаті збудження,

$$\chi_0^0(\omega) = -2\pi R \int dE \int dl l p_r(E,l,R) F'(E) \times \sum_{n=-\infty}^{\infty} \omega_{n0} \cos\varphi_{n0}(r) \times \frac{Q_{n0}(E,l)}{\omega - \omega_{n0}},$$

$$\chi_0(\omega) = 4\pi R^2 \int dE \int dl l F' \cot\Phi_0(R,\omega) \times p_r^2(E,l,R)\,\omega$$

та $C_0 = -2\sigma R^2$, з феноменологічним параметром поверхневого натягу $\sigma \approx 1$МеВ/фм^2.

Вважаємо, що $F'(E) = -\frac{4}{(2h\hbar)^3}\delta(E_f - E)$, де $\delta(E_f - E)$ – дельта-функція Дірака. Таким чином, підставивши (3) в (2), можна перейти до обчислень.

2. Результати дослідження

Отримано наступні вирази для швидкостей v_θ та v_φ

$$v_\theta = -\frac{\sin\beta\cos\gamma}{\sqrt{\cos^2\beta\sin^2\gamma + \cos^2\gamma}}\frac{l}{mr},$$

$$v_\varphi = \frac{\cos\beta}{\sqrt{\cos^2\beta\sin^2\gamma + \cos^2\gamma}}\frac{l}{mr}.$$

Індекси r, θ, φ біля швидкості означають відповідні компоненти швидкості, взяті в лабораторній системі координат, представлену через змінні сферичної системи координати. Імпульси p_θ та p_φ запишуться як mv_θ та mv_φ відповідно.

Обчислення елементів тензора проводяться при наступному значенні частоти колективного руху, що відповідає значенню ГМР [1] $\hbar\omega = 14.7$ МеВ для масового числа $A = 208$.

Результати обчислень не наводяться, оскільки отримані результати, поки що, викликають сумнів.

Висновки

Для досягнення поставленої мети, тобто для отримання інформації про природу монопольних колективних збуджень, необхідно обчислити всі елементи тензора. З (1) очевидно, що $\Pi_{ij} = \Pi_{ji}$, а отже, з 9 лишається 6 елементів ($\Pi_{r\theta}$, $\Pi_{r\varphi}$, $\Pi_{\theta\theta}$, тощо). Також слід зауважити, що компоненти цього тензора, в загальному випадку, є величинами комплексними, тому не варто обмежуватися лише вивченням їх дійсної частини.

Перелік використаних джерел

1. V.I. Abrosimov, A. Dellafiore, and F. Matera, Phys. Part. Nucl. 36, 699(2005).
2. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский Физическая кинетика — М.: Физматлит, 2001. — 536 с.
3. V.I. Abrosimov, A. Dellafiore, and F. Matera, Nucl.Phys. A653 (1999) 115-129.