Ефект підсилення ізовекторних енергетично-зважених сум в важких ядрах

В.М.Коломієць, С.В.Лук'янов, О.О.Худенко

1. Силова функція та енергетично зважені суми (ЕЗС)

Енергетично-зважені суми (ЕЗС) m_k :

$$m_k = \int dE\, S(E)\, E^k = \sum_{n\neq 0} \left|\left\langle \Psi_n \left| \hat{q} \right| \Psi_0 \right\rangle\right|^2 (E_n - E_0)^k$$

де Ψ_n та E_n - власні хвильові функції та енергії повного гамільтоніану системи $\hat{H}$.

$$S(E) = \sum_{n\neq 0} \left|\left\langle \Psi_n \left| \hat{q} \right| \Psi_0 \right\rangle\right|^2 \delta(E - E_n).$$

Поляризаційна функція відгуку:

$$U_{ext} = \lambda(t)\, \hat{q} e^{-i\omega t} + c.c. \quad \Rightarrow \qquad \chi^{(\pi)}(\omega) = \mathrm{Re}\, \chi(\omega)$$

$$\chi^{(\pi)}(\omega)\Big|_{\omega\to 0} = 2\left[m_{-1} + (\hbar\omega)^2 m_{-3} + \ldots\right],$$

$$\chi^{(\pi)}(\omega)\Big|_{\omega\to\infty} = -\frac{2}{(\hbar\omega)^2}\left[m_1 + (\hbar\omega)^{-2} m_3 + \ldots\right].$$

(i) Коефіцієнти жорсткості

Адібатичне наближення. Ядро у зовнішньому *статичному* полі $U_{ext} = \lambda_0 \hat{q}$

$$C_{Q,ad} = \frac{\partial^2 \Delta E_{ad}}{\partial Q^2} = \frac{1}{2\, m_{-1}}$$

Скейлінг наближення $\phi_{\alpha,sc}(\vec{r}) \equiv \phi_{\alpha,sc}(x,y,z) = \phi_{\alpha}(e^{\tilde{\nu}}x,\ e^{\tilde{\nu}}y,\ e^{-2\tilde{\nu}}z)$

$$C_{Q,sc} = \frac{\partial^2 \Delta E}{\partial q^2} = \frac{m_3}{2m_1^2}$$

(ii) Центроїди енергії гігантських резонансів

$$\tilde{E}_1 = \sqrt{\frac{m_1}{m_{-1}}} \text{ (адібатичне наближення)},$$

$$\tilde{E}_3 = \sqrt{\frac{m_3}{m_1}} \text{ (скейлінг наближення)}$$

2. ЕЗС в кінетичній теорії. Відгук густина-густина

$$\chi(\omega) = \frac{\left\langle e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \right\rangle}{\lambda_0 e^{-i\omega t}} = \frac{1}{\lambda_0 e^{-i\omega t}} \int d\vec{r} \int \frac{2d\vec{p}}{(2\pi\hbar)^3} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \delta f(\vec{r},\vec{p};t)$$

$$\chi(\omega) = \frac{\overline{Q}_{00}(s)}{1-\kappa(s)\overline{Q}_{00}(s)}$$

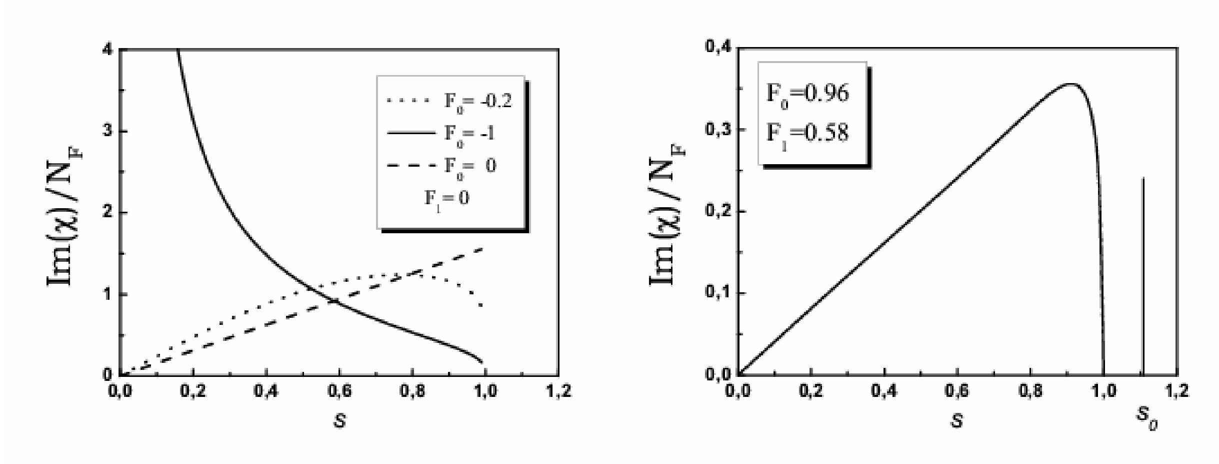
$$\kappa(s) = -\frac{1}{N_F}\left(F_0 + \frac{F_1}{1+F_1/3}s^2\right), \quad \overline{Q}_{00}(s) = N_F Q_{00}(s)$$

$$Q_{00}(s) = 1 + \frac{s}{2}\ln\left|\frac{s-1}{s+1}\right| + i\frac{\pi}{2}s\,\theta(1-|s|), \qquad N_F = -4\pi\int \frac{2Vp^2}{(2\pi\hbar)^3}\frac{\partial f_{eq}}{\partial \varepsilon_p}dp = \frac{Vm^* p_F}{\pi^2\hbar^3}$$ -

густина станів

Швидкість звукової хвилі $u = s\, v_F$ визначається дисперсійним рівнянням Ландау:

$$1-\kappa(s)\overline{Q}_{00}(s) = 0 \ .$$



Сума m_1

Ізоскалярна мода

$$m_1 = \hbar^2 \frac{A}{2m} q^2 \quad \text{(\underline{не залежить} від моделі)}$$

Ізовекторна мода

$$m_1' = \hbar^2 \frac{A}{2m^*}(1 + F_1'/3)\, q^2 = \hbar^2 \frac{A}{2m}(1+\kappa_I) q^2 \quad \text{(\underline{залежить} від моделі)},$$

κ_I - коефіцієнт підсилення правил сум

$$1 + \kappa_I = \frac{1 + F_1'/3}{1 + F_1/3}$$

Центроїди енергії

$$\widetilde{E}_1 = \sqrt{\frac{m_1}{m_{-1}}} = \hbar\sqrt{\frac{(1+F_0)\,p_F^2}{3m^2(1+F_1/3)}}\, q, \qquad \text{- адіабатичне наближення}$$

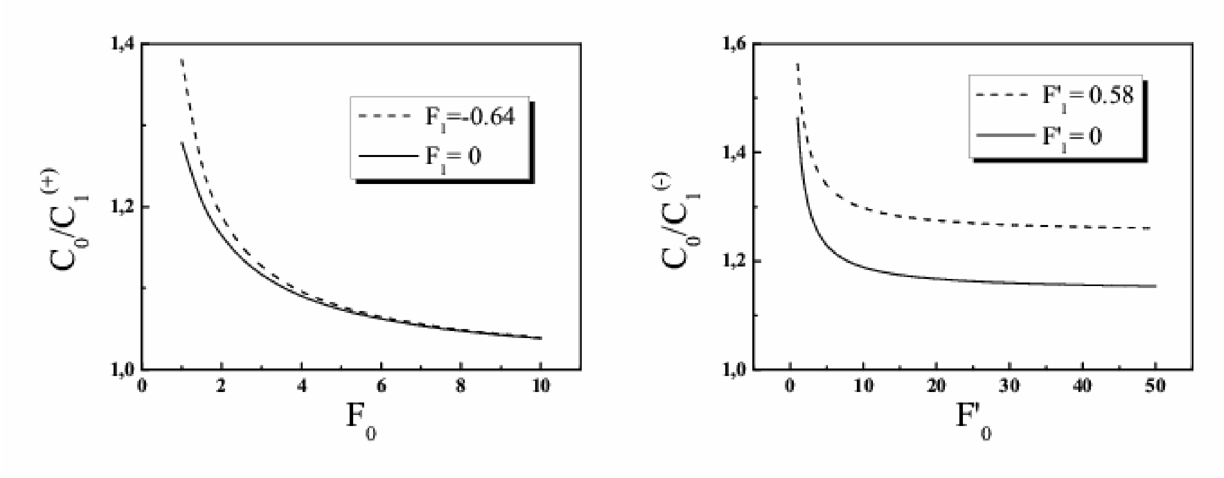
$$\widetilde{E}_3 = \sqrt{\frac{m_3}{m_1}} = \hbar\sqrt{\frac{(9/5+F_0)\,p_F^2}{3m^2(1+F_1/3)}}\, q \qquad \text{- скейлінг наближення}$$

Використовуючи дисперсійний зв'язок, $\widetilde{E} = \hbar \widetilde{u}\, q$, між енергією збудження звукової хвилі, $\widetilde{E}$, і швидкістю звуку, $\widetilde{u}$, знаходимо швидкість звуку у фермі-рідині

$$\widetilde{u}_1 = C_1 = \sqrt{\frac{(1+F_0)p_F^2}{3mm^*}} = \sqrt{\frac{K}{9m}}$$ - адіабатичне наближення, перший звук, $l \le 1$

(l - деформація поверхні Фермі, K - модуль стиснення)

$$\widetilde{u}_3 = C_0 = \sqrt{\frac{(9/5+F_0)p_F^2}{3mm^*}}$$ - скейлінг наближення, $\approx$ нульовий звук, $l \le 2$.



3. <u>Скінчені ядра. Граничні умови.</u>

$$\vec{n}\cdot\vec{F}\,|_S + \vec{n}\cdot\vec{F}_S = 0$$

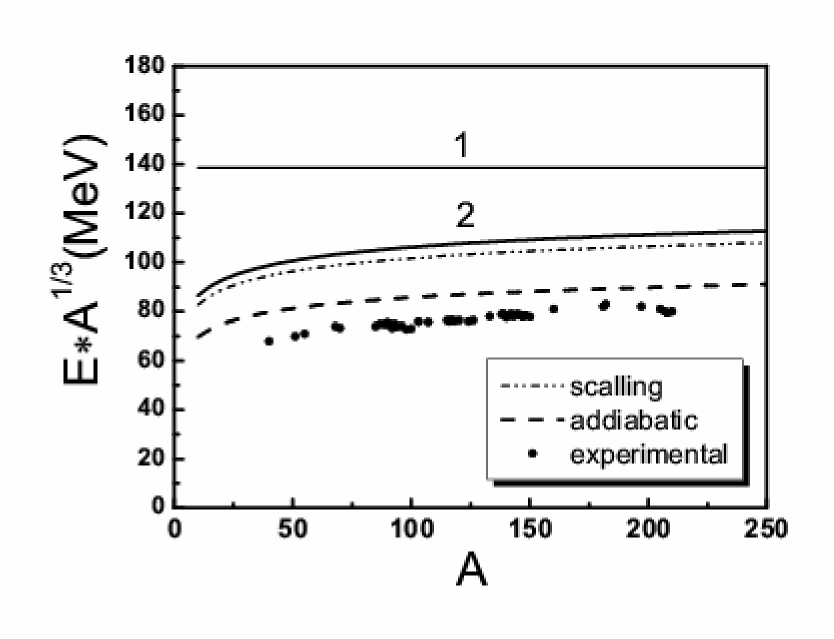
$$\left[-E_{sym}\overline{\rho}_{\mathrm{eq}}(1+\kappa_I) - \frac{2}{3}\mu'_F + \frac{2}{x^2}\mu'_F\right]j_1(x) + \left[-\frac{2}{x}\mu'_F + \frac{4}{3}\frac{\rho_{eq}}{qr_0}\sigma_{sym}\right]j'_1(x) = 0. \quad \text{(A)}$$

$$\mu'_F = \frac{3}{2}\overline{\rho}_{eq}\varepsilon_F\frac{s^2}{1+F'_1/3}\left[1 - \frac{(1+F'_0)(1+F'_1/3)}{3s^2}\right]$$

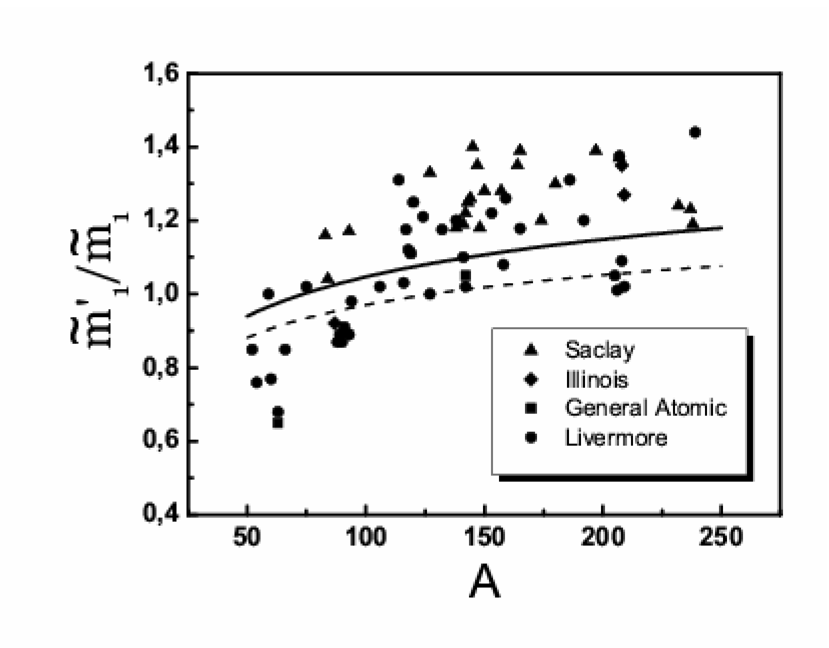
σ_{sym} - ізовекторна поверхнева енергія, а $x = q\cdot R_0$.

При переході до моделі Штейнведеля-Йенсена, при $\sigma_{sym}\to\infty$, гранична умова (A) співпадає із аналогічною, $j'_1(x) = 0$, в традиційній крапельній моделі ядра.

Енергія ізовекторного гігантського дипольного резонансу



Підсилення енергетично зважених сум



Висновки.

1. Ядерна жорсткість суттєво залежить від деформації поверхні фермі:
   1.1. при повільних деформаціях розповсюдження звуку та жорсткість фермі рідини такі, як в звичайній рідині;
   1.2. при врахуванні квадрупольних деформацій жорсткість перевищує результат отриманий в адіабатичному наближенні. Перший звук переходить в нульовий
2. При зростанні міжнуклонної взаємодії швидкість нульового звуку для ізовекторних збуджень не наближається до першого, на відміну від ізоскалярних збуджень
3. Нелокальніть ядерних сил призводить до порушення безмодельного правила сум. В ізовекторній сумі m_1' з'являється коефіцієнт підсилення. Цей коефіцієнт є A – залежним, що узгоджується з експериментальними даними.