

ЕНЕРГІЯ СИМЕТРІЇ НАГРІТОЇ ЯДЕРНОЇ МАТЕРІЇ

А.І. Санжур

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

Енергія ізотопічної симетрії є одним з важливих елементів емпіричної масової формули Бете – Вайцекера [1]. Вона визначає товщину нейтронної шкіри, положення лінії бета-стабільності і нейтронний надлишок в ядрах, радіуси нейтронних зір та чимало властивостей об'єктів ядерної фізики та астрофізики. Енергія симетрії e_{sym} ядерної матерії визначається коефіцієнтом ряду величини енергії на частинку $\varepsilon(\rho, T, X)$ відносно параметру нейтрон-протонної асиметрії X , $\varepsilon(\rho, T, X) \approx \varepsilon(\rho, T, 0) + e_{\text{sym}}X^2$. Тут T – температура, $X = (\rho_n - \rho_p)/\rho$, $\rho = \rho_n + \rho_p$, де ρ_n і ρ_p це, відповідно, густини нейтронів і протонів, ρ – загальна густина нуклонів. Величина $\varepsilon(\rho, T, X)$ може бути отримана з певного функціоналу густини енергії у наближенні Томаса – Фермі [2]. Незалежність ε від знаку X зумовлена зарядовою симетрією ядерних сил. Для холодної ядерної матерії ($T = 0$) при густині насичення $\rho = \rho_{\text{sat}} \approx 0.165 \text{ Фм}^{-3}$ значення e_{sym} складає близько 30 – 35 МеВ, що відповідає об'ємному коефіцієнту ізотопічної симетрії [3] масової формули. Для стабільних ядер параметр асиметрії $X = (N - Z)/(N + Z)$ обчислюється через кількість нейтронів N та протонів Z і не перевищує 0.25, в той час як всередині нейтронних зір цей параметр може сягати значень близько 0.95 [4]. Холодна ядерна матерія в рівноважному стані має нульові значення тиску і ентропії, тому не має значення, який термодинамічний потенціал використовувати для отримання значення e_{sym} , енергію, вільну енергію, ентальпію або вільну енергію Гіббса. У випадку нагрітої ядерної матерії ($T > 0$) має сенс поруч з енергією симетрії e_{sym} розглянути також вільну енергію симетрії f_{sym} на основі аналогічного співвідношення $\phi(\rho, T, X) \approx \phi(\rho, T, 0) + f_{\text{sym}}X^2$, де $\phi(\rho, T, X)$ позначає вільну енергію на частинку. Вільна енергія симетрії важлива для вивчення ізотопічного скейлінгу [5], який використовується для експериментального отримання значень f_{sym} [6].

Для обчислення енергії симетрії e_{sym} і вільної енергії симетрії f_{sym} було використано функціонал густини енергії для нуклон-нуклонної взаємодії Скірма KDE0v1 [7] у наближенні Томаса – Фермі. Виходячи з величин $\phi(\rho, T, X)$ та $\varepsilon(\rho, T, X) = \phi(\rho, T, X) + Ts(\rho, T, X)$, де $s(\rho, T, X)$ – ентропія на нуклон, значення f_{sym} та e_{sym} отримуються наступним чином:

$$f_{\text{sym}} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial \mu_1}{\partial X} \text{ при } X = 0 \quad (1)$$

та

$$e_{\text{sym}} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial X^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial \mu_1}{\partial X} - \frac{T}{2} \frac{\partial^2 \mu_1}{\partial T \partial X} \text{ при } X = 0. \quad (2)$$

У співвідношеннях (1) і (2) μ_1 позначає ізовекторний хімічний потенціал. Для розгляду ефектів ізоспінової асиметрії зручно перейти від нейтронного, μ_n , і протонного, μ_p , хімічних потенціалів до ізоскалярного, $\mu_0 = (\mu_n + \mu_p)/2$, та ізовекторного, $\mu_1 = (\mu_n - \mu_p)/2$. Останні мають певні властивості парності стосовно знаку параметру асиметрії. Внаслідок зарядової симетрії ядерних сил маємо $\mu_\tau(\rho, T, -X) = (-1)^\tau \mu_\tau(\rho, T, X)$ з $\tau = 0$ або 1. Як впливає з (1), (2), значення e_{sym} і f_{sym} загалом визначаються властивостями ізовекторного хімічного потенціалу. Різниця між значеннями e_{sym} і f_{sym} це, вочевидь, внесок за рахунок ентропії нагрітої ядерної матерії, $e_{\text{sym}} - f_{\text{sym}} = Ts_{\text{sym}}$, де s_{sym} – ентропія симетрії. Порівнюючи (1) і (2), маємо

$$s_{\text{sym}} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 s}{\partial X^2} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mu_1}{\partial T \partial X} \text{ при } X = 0. \quad (3)$$

Проведено розрахунки величин енергії симетрії e_{sym} та вільної енергії симетрії f_{sym} для симетричної ядерної матерії ($X = 0$) в діапазоні температур від нульової $T = 0$ до критичної $T = T_{\text{cr}} \approx 15$ МеВ. Підкритичні стани ядерної матерії ($T < T_{\text{cr}}$) супроводжуються співіснуванням рідкої та пароподібної фаз з суттєво відмінними густинами нуклонів. Рівняння термодинамічної рівноваги, а саме рівність тиску та ізоскалярного хімічного потенціалу в різних фазах (ізовекторний хімічний потенціал тотожно нульовий для обох фаз при $X = 0$), визначають густини $\rho = \rho^{\text{liq}}$ для рідкої та $\rho = \rho^{\text{vap}}$ для пароподібної фази. Отже, при певній температурі T залежні від густини нуклонів значення e_{sym} , f_{sym} обчислювались окремо для ρ^{liq} і ρ^{vap} , що є розв'язками рівнянь рівноваги. Результати

розрахунків представлені на Рис. 1. Розрахунок енергії симетрії e_{sym} згідно з (2) показаний на Рис. 1 суцільною лінією, штрихова крива відображає вільну енергію симетрії f_{sym} відповідно до (1). Криві в нижній частині Рис. 1 відповідають термодинамічним станам пароподібної фази, у верхній частині – станам рідкої фази. Гілки пароподібної та рідкої фаз сходяться в критичній точці, яку зображено жирними точками на суцільній і штриховій лініях. Відношення значення в критичній точці ($T = T_{\text{cr}}$) до значення холодної матерії в точці насичення ($T = 0$) становить 0.63 для f_{sym} і 0.44 для e_{sym} в разі використаних для розрахунків сил Скірма KDE0v1. Символами на Рис. 1 показано експериментальні значення e_{sym} (пустотілі квадрати) і f_{sym} (суцільні трикутники) для нагрітої ($T \sim 3 - 8$ MeV) розрідженої ($\rho \sim 0.002 - 0.006$ Фм⁻³) ядерної матерії, див [6]. З Рис. 1 видно, що суцільна крива загалом розташована нижче штрихової, тобто внесок ентропії до енергії симетрії від’ємний.

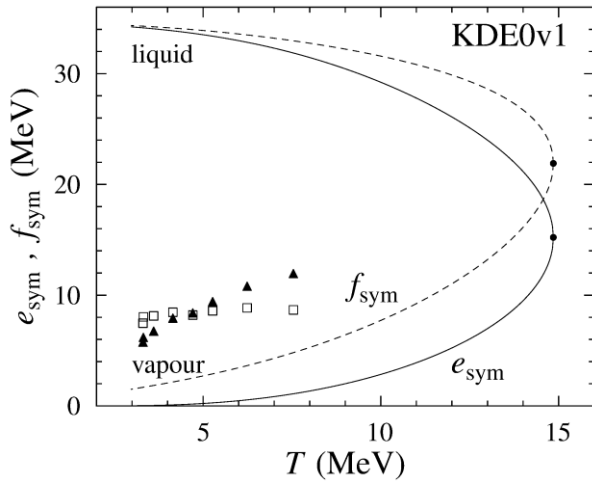


Рис. 1. Температурна залежність енергії симетрії e_{sym} (суцільна крива, див. (2)) і вільної енергії симетрії f_{sym} (штрихова крива, див. (1)). Критичний стан позначено жирними точками на відповідних кривих. Позначки “liquid” і “vapour” вказують на приналежність кривих до рідкої і пароподібної фаз відповідно. Експериментальні дані з [6] зображено символами \square (e_{sym}) і \blacktriangle (f_{sym}).

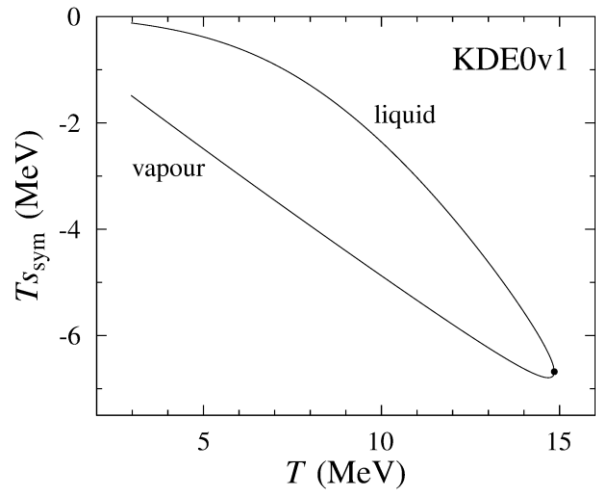


Рис. 2. Різниця між енергією симетрії e_{sym} і вільною енергією симетрії f_{sym} , зображених на Рис. 1, в залежності від температури. Позначки “liquid” і “vapour” вказують на приналежність гілок кривої до рідкої і пароподібної фаз відповідно. Жирна точка відповідає критичному стану. Розрахунок виконано для сил Скірма KDE0v1 [7] у наближенні Томаса – Фермі.

На Рис. 2 зображено різницю $e_{\text{sym}} - f_{\text{sym}} = T s_{\text{sym}}$. Як і величини e_{sym} , f_{sym} , представлені окремо на Рис. 1, величина $T s_{\text{sym}}$ має дві гілки, що відповідають різним співіснуючим фазам, відміченим на Рис. 2 позначками “vapour” (пароподібна фаза) і “liquid” (рідка фаза) поруч з відповідними гілками, що сходяться в критичній точці (жирна точка на рисунку). З Рис. 2 бачимо, що ентропія симетрії s_{sym} від’ємна у всьому відображеному діапазоні температур. Крім того зазначимо, що величина $T s_{\text{sym}}$ на гілці пароподібної фази приблизно лінійна майже до критичної точки з нахилом $s_{\text{sym}} \approx -1/2$ незалежно від густини нуклонів і температури. Отже, виходячи з (3) маємо при $X = 0$: $\partial^2 s / \partial X^2 \approx -1 = \partial^2 s_{\text{mix}} / \partial X^2$, де $s_{\text{mix}} = s_{\text{mix}}(X)$ – незалежна від густини частинок і температури ентропія змішування ідеального газу.

1. H.A. Bethe, R.F. Bacher. Rev. Mod. Phys. 8 (1936) 82.
2. M. Brack, C. Guet, H.-B. Håkansson. Phys. Rep. 123 (1985) 275.
3. В.М. Коломієць, А.І. Санжур. Ядерна фізика та енергетика 8 (2007) 7.
4. A.W. Steiner et al. Phys. Rep. 411 (2005) 325.
5. M.B. Tsang et al. Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 5023.
6. J.B. Natowitz et al. Phys. Rev. Lett. 104 (2010) 202501.
7. B.K. Agrawal, S. Shlomo, V. Kim Au. Phys. Rev. C 72 (2005) 014310.