

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ЯДЕРНОЙ СИММЕТРИИ ОТ ПЛОТНОСТИ: РОЛЬ КИРАЛЬНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В КХД

Юнхуэй Ся*, Чан Сюй**, Хонши Цзон***

Физический факультет, Нанкинский университет
210093, Нанкин, Китай

Поступила в редакцию 2 февраля 2018 г.

(Перевод с английского)

DENSITY-DEPENDENCE OF NUCLEAR SYMMETRY ENERGY: ROLE OF QCD CHIRAL PHASE TRANSITION

Yonghui Xia, Chang Xu, Hongshi Zong

Изучение зависимости энергии симметрии от плотности ядерной материи исключительно важно при решении различных задач в ядерной физике и астрофизике. С использованием метода интеграла по траекториям явно получено соотношение между энергией ядерной симметрии и изоспиновой восприимчивостью. Оказалось, что последняя может служить для проверки наличия кирального фазового перехода в КХД. В рамках модели Намбу–Йона-Лазинио получено, что энергия ядерной симметрии претерпевает резкое изменение при критическом значении ядерной плотности, когда киральная симметрия частично восстанавливается.

DOI: 10.1134/S0044451018080126

Энергия ядерной симметрии $E_{sym}(\rho_B)$ играет важную роль в понимании многих проблем как ядерной физики, так и астрофизики [1–7]. Однако в настоящее время мы довольно мало о ней знаем, особенно при плотностях, соответствующих сверхнасыщению [8–10]. Происхождение энергии ядерной симметрии обусловлено как принципом запрета Паули, так и изоспиновой зависимостью сильного взаимодействия. Как хорошо известно, квантовая хромодинамика (КХД) является основной теорией для описания сильных взаимодействий между кварками и глюонами, из которых состоят адроны (например, протоны и нейтроны). В принципе, в рамках КХД можно вычислить энергию ядерной симметрии, возникающую из асимметрии между протона-

ми и нейтронами. Однако процесс адронизации в КХД пока не до конца понятен. Поэтому на основании кварк-глюонных степеней свободы, вычислить энергию ядерной симметрии довольно трудно. Если рассматривать нуклонные степени свободы, то энергию симметрии можно разложить на вклад, обусловленный принципом запрета Паули, и вклад потенциала симметрии, основанный на модели квазичастиц [11–13]. Для нуклонных степеней свободы энергию симметрии можно также вычислить, используя различные усовершенствованные теоретические модели [14–19]. В настоящее время результаты вычислений, полученные в рамках различных моделей, при плотностях, соответствующих сверхнасыщению, существенно отличаются друг от друга и в сильной степени зависят от используемой модели. В настоящей работе мы формулируем понятие энергии симметрии, используя метод интеграла по траекториям, который мы выводим из первых принципов. Более того, в рамках модели Нам-

* E-mail: xiayh@xiahuhome.com

** E-mail: cxu@nju.edu.cn

*** E-mail: zonghs@nju.edu.cn

бу – Йона-Лазинио (НЙЛ) мы показываем, что энергия ядерной симметрии претерпевает резкое изменение при критическом значении ядерной плотности, когда происходит киральный фазовый переход.

Начнем с функции распределения, которая является основой статистической механики. Если известна функция распределения, то нетрудно получить все термодинамические наблюдаемые. Чтобы описать термодинамические свойства ядерной материи, мы попытаемся предложить прямой способ вычисления функции распределения, используя подход интеграла по траекториям. Функция распределения ядерной материи (протонов и нейтронов) при конечном значении химического потенциала и нулевой температуре в евклидовом пространстве имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{Z} &= \int \mathcal{D}\bar{\Psi}_n \mathcal{D}\Psi_n \mathcal{D}\bar{\Psi}_p \mathcal{D}\Psi_p \times \\ &\times \exp \left[-S_{eff} + \int d^4x \mu_n \bar{\Psi}_n \gamma_4 \Psi_n + \int d^4x \mu_p \bar{\Psi}_p \gamma_4 \Psi_p \right] = \\ &= \int \mathcal{D}\bar{\Psi}_n \mathcal{D}\Psi_n \mathcal{D}\bar{\Psi}_p \mathcal{D}\Psi_p \times \\ &\times \exp \left[-S_{eff} + \int d^4x \mu_B (\bar{\Psi}_n \gamma_4 \Psi_n + \bar{\Psi}_p \gamma_4 \Psi_p) + \right. \\ &\quad \left. + \int d^4x \mu_I (\bar{\Psi}_n \gamma_4 \Psi_n - \bar{\Psi}_p \gamma_4 \Psi_p) \right], \quad (1) \end{aligned}$$

где S_{eff} – эффективное действие нуклонного поля, Ψ_n и Ψ_p – нуклонные поля, μ_p и μ_n – протонный и нейтронный химические потенциалы, $\mu_B = (\mu_n + \mu_p)/2$ – барионный химический потенциал, а $\mu_I = (\mu_n - \mu_p)/2$ – изоспиновый химический потенциал. Давление ядерной материи дается формулой

$$P = \frac{\log \mathcal{Z}}{\mathcal{V}}, \quad (2)$$

где \mathcal{V} – четырехмерный объем. Согласно методу, предложенному в работе [20], можно немедленно получить полный дифференциал давления:

$$dP = \rho_B d\mu_B + \rho_I d\mu_I, \quad (3)$$

где $\rho_B = \rho_n + \rho_p$ – число нуклонов, а $\rho_I = \rho_n - \rho_p$ – разность между числом нейтронов и протонов (число асимметрии). Согласно термодинамическому соотношению, плотность энергии ядерной материи имеет вид

$$\varepsilon = -P + \rho_B \mu_B + \rho_I \mu_I. \quad (4)$$

Тогда для полного дифференциала плотности энергии получаем

$$d\varepsilon = \mu_B d\rho_B + \mu_I d\rho_I. \quad (5)$$

Проинтегрировав обе части уравнения (5), можно получить энергию на нуклон:

$$\begin{aligned} E(\rho_B, \rho_I) &= \frac{\varepsilon(\rho_B, \rho_I) - \varepsilon(\rho_B = 0, \rho_I = 0)}{\rho_B} = \\ &= \frac{\int_0^{\rho_B} \mu_B(\rho'_B, \rho_I = 0) d\rho'_B}{\rho_B} + \\ &\quad + \frac{\int_0^{\rho_I} \mu_I(\rho_B, \rho'_I) d\rho'_I}{\rho_B}. \quad (6) \end{aligned}$$

Как можно видеть, энергия на нуклон $E(\rho_B, \rho_I)$ распадается на два слагаемых. Первое слагаемое соответствует симметричной части вклада, а второе – асимметричной. Это результат справедлив даже при $\rho_I = \pm \rho_B$ (например, в случае нейтронной звезды). Очевидно, всю информацию об энергии ядерной симметрии можно получить из второго слагаемого. Разлагая второе слагаемое в уравнении (6) в ряд Тейлора вблизи $\rho_I = 0$, для энергии на нуклон получим выражение

$$\begin{aligned} E(\rho_B, \rho_I) &= E_0(\rho_B, \rho_I = 0) + \mu_I(\rho_B, \rho_I = 0) \frac{\rho_I}{\rho_B} + \\ &+ \frac{1}{2} \rho_B \left(\left. \frac{\partial \rho_I}{\partial \mu_I} \right|_{\rho_I=0} \right)^{-1} \left(\frac{\rho_I}{\rho_B} \right)^2 + O \left(\left(\frac{\rho_I}{\rho_B} \right)^3 \right), \quad (7) \end{aligned}$$

где $E_0(\rho_B, \rho_I = 0)$ – энергия на нуклон для симметричной ядерной материи. Для асимметричной ядерной материи группа изоспиновой симметрии $SU(2)$ нарушается до группы $U(1)$. Однако группа Z_2 (обмен симметрией между протоном и нейтроном) как подгруппа группы $U(1)$ все еще естественным образом сохраняется, поэтому все нечетные степенные члены в уравнении (7) равны нулю. Тогда энергию симметрии можно записать как

$$E_{sym}(\rho_B) = \frac{1}{2} \rho_B \left(\left. \frac{\partial \rho_I}{\partial \mu_I} \right|_{\rho_I=0} \right)^{-1}, \quad (8)$$

где $\partial \rho_I / \partial \mu_I$ – изоспиновая восприимчивость. Число нуклонов ρ_B и число асимметрии ρ_I можно записать в виде (подробности см. в работе [21])

$$\begin{aligned} \rho_B &= -\text{Tr}[\gamma_4 G_n(\mu_B, \mu_I) + \gamma_4 G_p(\mu_B, \mu_I)], \\ \rho_I &= -\text{Tr}[\gamma_4 G_n(\mu_B, \mu_I) - \gamma_4 G_p(\mu_B, \mu_I)], \end{aligned} \quad (9)$$

где Tr – след дираковского спинора и интеграл 4-мерного импульса, $G_p(\mu_B, \mu_I)$ и $G_n(\mu_B, \mu_I)$ – одетые пропагаторы протона и нейтрона при конечном

значении барионного химического потенциала, соответственно. Согласно анализу лоренцевой структуры, нуклонный пропагатор в евклидовом пространстве имеет вид

$$G_f(\mu_B, \mu_I) = [iA(\mathbf{p}^2, \mu_B, \mu_I, p_4)\mu_f\gamma \cdot \mathbf{p}\gamma_4 p_4 + \\ + iB(\mathbf{p}^2, \mu_B, \mu_I, p_4)\gamma \cdot \mathbf{p} + C(\mathbf{p}^2, \mu_B, \mu_I, p_4)\mu_f\gamma_4 + \\ + D(\mathbf{p}^2, \mu_B, \mu_I, p_4)]^{-1}, \quad (10)$$

где $f = p, n$, а $G_f(\mu_B, \mu_I)$ — двухточечная функция Грина, которая рассматривается как простейшая функция Грина в квантовой теории поля.

Из уравнений (8)–(10) ясно видно, что энергия ядерной симметрии связана только с двухточечной функцией Грина $G_f(\mu_B, \mu_I)$. Коль скоро нам известен точный нуклонный пропагатор (например, из самых современных решеточных вычислений), энергию симметрии можно рассчитать для всех значений плотности. В настоящий момент, в связи с проблемой знаков для фермиона, все еще сложно решить уравнение (10) из первых принципов, поэтому нужно использовать некоторые теоретические модели, например, квазичастичную аппроксимацию. В квазичастичной аппроксимации полученный нами результат (8) редуцируется естественным путем к результату, полученному с помощью НВН-теоремы [22], которая успешно применялась при вычислении энергии ядерной симметрии [11–13].

Из уравнения (8) легко получить, что энергия ядерной симметрии определяется произведением числа нуклонов и обратной изоспиновой восприимчивости. Поскольку барионные числа сохраняются, число нуклонов непосредственно связано с числом кварков условиями

$$\rho_B = \frac{\rho_u + \rho_d}{3}$$

и

$$\rho_I = \rho_d - \rho_u.$$

Кроме того, барионный химический потенциал и кварковый химический потенциал удовлетворяют условию

$$\mu_I = \frac{\mu_d - \mu_u}{2}.$$

Таким образом, нуклонная изоспиновая восприимчивость равна кварковой изоспиновой восприимчивости. Это означает, что энергию ядерной симметрии можно вычислить и для нуклонных, и для кварковых степеней свободы. Поэтому энергия ядерной симметрии может служить важным связующим звеном между ядерной физикой (нуклонные степени

свободы) и КХД при низких энергиях (кварковые и глюонные степени свободы), несмотря на тот факт, что вычисления энергии ядерной симметрии проводятся по большей части для нуклонных степеней свободы (см. обзор в работе [3]).

Более важно, что из уравнения (8) для энергии ядерной симметрии можно получить интересный результат. А именно, наиболее важным слагаемым в выражении для энергии симметрии является изоспиновая восприимчивость $\partial\rho_I/\partial\mu_I$, которая представляет собой линейный отклик числа асимметрии на изменение изоспинового химического потенциала. В соответствии с теорией Ландау о фазовых переходах, изоспиновую восприимчивость можно использовать для выяснения того, когда происходит киральный фазовый переход. Из фазовой диаграммы КХД следует, что киральный фазовый переход происходит при нулевой температуре и конечном значении барионного химического потенциала [23–28], при этом он рассматривается как фазовый переход первого рода. Как известно, восприимчивость претерпевает резкий скачок при критическом значении барионного химического потенциала, когда происходит фазовый переход первого рода. Чтобы определить, когда происходит киральный фазовый переход, модифицируем модель НЙЛ для удобства проведения вычислений.

Модель НЙЛ представляет собой эффективную теорию КХД при низких энергиях, описывающую ее основные физические свойства, например, динамическое нарушение киральной симметрии, хотя при этом теряется свойство конформности. Лагранжиан модели НЙЛ в системе с двумя ароматами в пространстве Минковского имеет вид

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + g[(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma_5\tau\psi)^2], \quad (11)$$

где ψ — поле легких кварков в случае двух ароматов, m — масса токового кварка, а g — постоянная взаимодействия. Например, сначала в рамках модели НЙЛ мы используем набор параметров (1) из таблицы: $m = 5.5$ МэВ, $g = 5.04$ ГэВ⁻², обрезание проводится по трехмерному импульсу $\Lambda = 651$ МэВ [29]. Эти параметры получены подгонкой массы и постоянной распада пиона. Нетрудно получить уравнение массовой щели:

Таблица. Наборы параметров (1)–(4) модели НЙЛ и изменение энергии симметрии при критической плотности (киральные фазовый переход)

Параметр	$m_{u,d}$, МэВ	Λ , МэВ	g , 10^{-6} МэВ $^{-2}$	Критическая плотность, фм^{-3}	Изменение $E_{sym}(\rho_B)$
(1)	5.5	651.0	5.040	0.305 – 0.320	41 % – 57 %
(2)	5.5	631.0	5.496	0.310 – 0.337	50 % – 77 %
(3)	5.5	631.5	5.498	0.313 – 0.341	49 % – 79 %
(4)	5.0	665.0	4.710	0.278 – 0.285	31 % – 37 %

$$M^* = m + i2g(\text{Tr } S_d + \text{Tr } S_u) = m + \frac{N_c g}{2\pi^3} \times \left[\int_{\Lambda} d^3 p \frac{M^*}{\sqrt{p^2 + M^{*2}}} \theta \left(\sqrt{p^2 + M^{*2}} - \left(\frac{\mu_B}{3} + \mu_I \right) \right) + \int_{\Lambda} d^3 p \frac{M^*}{\sqrt{p^2 + M^{*2}}} \times \theta \left(\sqrt{p^2 + M^{*2}} - \left(\frac{\mu_B}{3} - \mu_I \right) \right) \right], \quad (12)$$

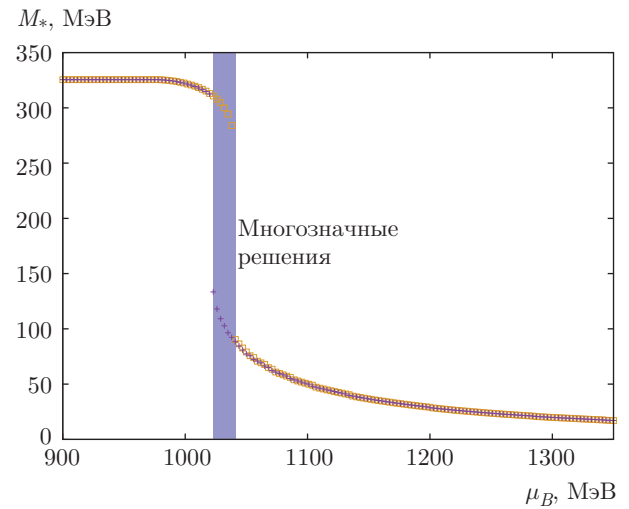
где M^* — масса конститuentного кварка, S_d и S_u — пропагаторы одетых d - и u -кварков, $N_c = 3$ — число цветов. Число кварковой асимметрии имеет вид

$$\rho_I = \rho_d - \rho_u = \frac{N_c}{4\pi^3} \times \left[\int_{\Lambda} d^3 p \theta \left(\left(\frac{\mu_B}{3} + \mu_I \right) - \sqrt{p^2 + M^{*2}} \right) - \int_{\Lambda} d^3 p \theta \left(\left(\frac{\mu_B}{3} - \mu_I \right) - \sqrt{p^2 + M^{*2}} \right) \right], \quad (13)$$

где

$$\theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x \leq 0. \end{cases} \quad (14)$$

Массу конститuentного кварка можно рассматривать как параметр порядка для описания кирального фазового перехода в модели НЙЛ. Зависимость массы конститuentного кварка от барионного химического потенциала представлена на рис. 1. На рисунке видно, что масса конститuentного кварка претерпевает скачок, когда барионный химический потенциал принимает критическое значение, что соответствует фазовому переходу первого рода. Область, отмеченная синим цветом, соответствует интервалу, где имеются многозначные решения (при

**Рис. 1.** (В цвете онлайн) Зависимость массы конститuentного кварка от барионного химического потенциала при $\mu_I = 0$

этом барионный химический потенциал μ_B изменяется от 1023 до 1041 МэВ). В этом интервале сосуществуют две фазы (фаза Намбу и фаза Вигнера), что является типичной характеристикой фазового перехода первого рода.

На рис. 2 приведена зависимость изоспиновой восприимчивости от барионного химического потенциала, полученная в рамках модели НЙЛ. На этом рисунке видно, что когда барионный химический потенциал $\mu_B < 975$ МэВ, то как изоспиновая восприимчивость, так и число барионов ρ_B равны нулю, поскольку барионы не могут возбуждаться из вакуума КХД в этой энергетической области [30]. В области, отмеченной синим цветом, для изоспиновой восприимчивости существуют многозначные решения, при этом барионный химический потенциал μ_B также изменяется от 1023 до 1041 МэВ, как и в соответствующем интервале на рис. 1. В этом интерва-

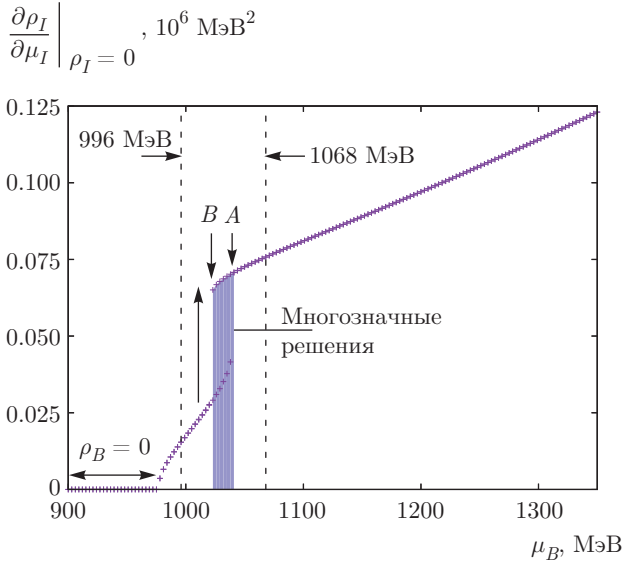


Рис. 2. (В цвете онлайн) Зависимость изоспиновой восприимчивости $\partial \rho_I / \partial \mu_I$ от барионного химического потенциала μ_B при $\rho_I = 0$. Отмеченная синим цветом область (μ_B от 1023 до 1041 МэВ) соответствует результату, полученному в рамках модели НЙЛ с набором параметров (1) из таблицы. Область между штриховыми линиями (μ_B от 996 до 1068 МэВ) соответствует результатам, полученным в рамках модели НЙЛ для всех наборов параметров из таблицы

ле находится критическое значение барионного химического потенциала, соответствующее киральному фазовому переходу (см. рис. 2). Интересно отметить, что в этом интервале изоспиновая восприимчивость также претерпевает резкий скачок. Сравнивая результаты, приведенные на рис. 1 и рис. 2, нетрудно видеть, что этот резкий скачок соответствует киральному фазовому переходу. Наши численные расчеты показали, что на краях A и B интервала изоспиновая восприимчивость увеличивается соответственно на 70 % и 135 %.

Вернемся к формуле (8) для энергии симметрии. Численные расчеты в рамках модели НЙЛ показывают, что изоспиновая восприимчивость претерпевает резкий скачок, когда химический потенциал принимает критическое значение, соответствующее киральному фазовому переходу, что также приводит к резкому изменению энергии симметрии при соответствующем критическом значении ядерной плотности. Для определения значения критической плотности барионов используем релятивистскую модель среднего поля (РМСП) (подробности см. в работе [31]) с параметром взаимодействия NL-B1. Хорошо известно, что РМСП представляет

собой эффективный подход к решению различных задач, связанных с проблемой многих тел в ядерной физике, например, вычисление массы, радиусов и энергии одночастичных ядер, а также основных свойств, относящихся к внутренней части ядер. В рамках РМСП сильное взаимодействие между нуклонами не является мгновенным и описывается с помощью обмена мезонами между нуклонами посредством взаимодействия Юкавы. Ковариантный лагранжиан РМСП имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{РМСП}} = & \bar{\Psi} (i\gamma_\mu \partial^\mu - m - g_\sigma \sigma - g_\omega \gamma_\mu \omega^\mu - g_\rho \gamma_\mu \tau_a \rho^{a\mu}) \Psi - \\ & - \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_3 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_4 \sigma^4 - \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \\ & + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu^a \rho^{a\mu}, \end{aligned} \quad (15)$$

где Ψ — нуклонное поле (поле протонов и нейтронов); m — масса нуклона; σ , ω^μ и ρ_μ^a — мезонные поля с массами m_σ , m_ω и m_ρ , соответственно; $F_{\mu\nu}$ и $G_{\mu\nu}^a$ — антисимметричные тензоры поля для ω_μ и ρ_μ^a ; g_σ , g_ω и g_ρ — константы взаимодействия между мезонными (σ , ω и ρ) и нуклонными полями; g_3 и g_4 — константы самодействия мезонного поля σ . Очевидно, что притягивающее изоскаляр-скалярное поле σ и отталкивающее изоскаляр-векторное поле ω действуют вместе, в результате симметричная ядерная материя приобретает свойства насыщения. Изовектор-векторный мезон ρ описывает свойство асимметричной ядерной материи. В настоящей работе опущено электромагнитное взаимодействие в бесконечной ядерной материи, поэтому в лагранжиане (15) электромагнитное взаимодействие отсутствует.

В результате эффективная масса нейтрона M имеет вид

$$\begin{aligned} M = m - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2} \sum_f \frac{1}{\pi^2} \int_0^{K_f} dk k^2 \frac{M}{\sqrt{M^2 + k^2}} - \\ - \frac{g_\sigma}{m_\sigma^2} (g_3 \sigma_0^2 + g_4 \sigma_0^3), \end{aligned} \quad (16)$$

где K_f — импульс Ферми для протонов ($f = p$) и нейтронов ($f = n$). Согласно статистике Ферми, химический потенциал нуклона имеет вид

$$\begin{aligned} \mu_p = \nu_p + \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \rho_B - \frac{g_\rho^2}{m_\rho^2} \rho_I, \\ \mu_n = \nu_n + \frac{g_\omega^2}{m_\omega^2} \rho_B + \frac{g_\rho^2}{m_\rho^2} \rho_I, \end{aligned} \quad (17)$$

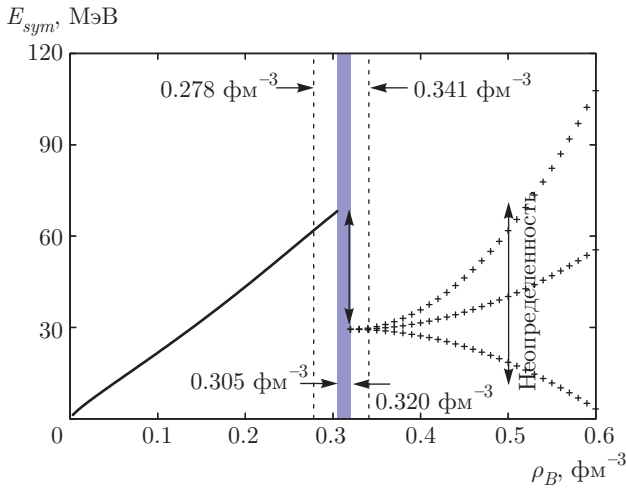


Рис. 3. (В цвете онлайн) Изменение энергии ядерной симметрии как функция плотности ядерной материи ρ_B . Отмеченная синим цветом область (ρ_B от 0.305 до 0.320 фм^{-3}) соответствует синей области на рис. 2 (μ_B от 1023 до 1041 МэВ), а область между штриховыми прямыми (ρ_B от 0.278 до 0.341 фм^{-3}) соответствует области между штриховыми прямыми на рис. 2 (μ_B от 996 до 1068 МэВ)

где ν_p и ν_n — кинетические части химического потенциала протона и нейтрона, которые задаются выражениями

$$\begin{aligned} \nu_p &= \sqrt{K_p^2 + M^2}, \\ \nu_n &= \sqrt{K_n^2 + M^2}. \end{aligned} \quad (18)$$

Теперь для энергии симметрии получаем

$$E_{sym}(\rho_B) = \frac{1}{4} \left. \frac{\partial(\nu_n - \nu_p)}{\partial \rho_I} \right|_{\rho_I=0} + \frac{1}{2} \frac{g_\rho^2}{m_\rho^2}. \quad (19)$$

Следует заметить, что невозможно зафиксировать энергию симметрии для всех плотностей с одним выбранным набором параметров, однако при критическом значении барионной плотности всегда имеет место резкое изменение энергии симметрии. На рис. 3 приведена зависимость изменения энергии ядерной симметрии от ее плотности, полученная в рамках РМСП. На рисунке видно, что с ростом плотности ядерной материи, вплоть до $\rho_B = 0.305 \text{ фм}^{-3}$, энергия симметрии возрастает [32]. Область плотности ρ_B от 0.305 до 0.320 фм^{-3} соответствует интервалу барионного химического потенциала на рис. 2. Поскольку при соответствующих критических значениях барионного химического потенциала изоспиновая восприимчивость увеличивается соответственно на 70 % и 135 %, энергия

ядерной симметрии при соответствующих критических значениях плотности ядерной материи должна уменьшаться. В области, отмеченной синим цветом на рис. 3, происходит резкое изменение энергии симметрии, на 41 % и 57 % для соответствующих значений плотности ядерной материи (киральные фазовый переход). Когда плотность становится больше значения, соответствующего границе интервала, отмеченного синим цветом на рис. 3, энергия симметрии может вести себя по-разному, это иллюстрируют кривые из крестиков.

Модель НЙЛ также использовалась для других наборов параметров, взятых из работ [33–35] ((2)–(4), см. таблицу). Хотя в модели НЙЛ используются различные наборы параметров, из таблицы ясно видно, что для каждого из них имеет место изменение энергии симметрии при критическом значении плотности, что соответствует киральному фазовому переходу. Заметим, что точное положение области, соответствующей критическому значению плотности, и изменение энергии симметрии зависят от использованного набора параметров. В работе [36] также было получено, что энергия симметрии кварковой материи претерпевает резкие изменения вблизи границ кирального фазового перехода.

В последнее время ведутся дебаты по поводу того, является ли энергия ядерной симметрии жесткой или мягкой при плотностях, соответствующих сверхнасыщению. В некоторых работах энергия симметрии при плотностях, соответствующих сверхнасыщению, считается мягкой, а в других — средней или жесткой. Мы нашли, что энергия симметрии является жесткой вплоть до критического значения ядерной плотности, а затем, ниже критического значения ядерной плотности, она внезапно становится мягкой. Такое резкое убывание энергии симметрии ядерной материи при критическом значении ядерной плотности, соответствующей киральному фазовому переходу, можно было бы обнаружить в будущих экспериментах по ядерной физике.

Когда в экспериментах по ядерной физике можно будет определить критическое значение ядерной плотности, мы сможем также получить значение химического потенциала, соответствующее киральному фазовому переходу. Поэтому изучение энергии ядерной симметрии может послужить связующим звеном между исследованиями в области ядерной физики и КХД при низких энергиях.

Таким образом, мы использовали метод интеграла по траекториям, чтобы получить аналитическую формулу для энергии ядерной симметрии, из которой ясно следует соотношение между энергией

ядерной симметрии и изоспиновой восприимчивостью. Если использовать модель квазичастиц, то нашу формулу можно естественным путем свести к аналитической формуле, которая выводится из НВН-теоремы. На основании вычислений, проведенных в рамках модели НЙЛ, было получено, что киральный фазовый переход очень важен для определения энергии ядерной симметрии, которая претерпевает резкое изменение при критическом значении плотности, когда происходит киральный фазовый переход первого рода.

Работа выполнена при финансовой поддержке Национального фонда естественных наук Китая (гранты №№ 11575082, 11235001, 11535004, 175097, 11475085, 11535005).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Isospin Physics in Heavy-Ion Collisions at Intermediate Energies*, ed. by B. A. Li and W. U. Schröder, Nova Science Publishers, Inc. (2001).
2. B. A. Brown, Phys. Rev. Lett. **85**, 5296 (2000).
3. B. A. Li, L. W. Chen, and C. M. Ko, Phys. Rep. **464**, 113 (2008).
4. B. K. Sharma and S. Pal, Phys. Rev. C **82**, 055802 (2010).
5. W. D. Myers and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. **81**, 1 (1966).
6. P. Möller, J. R. Nix, W. D. Myers, and W. J. Swiatecki, Atom. Data Nucl. Data Tabl. **59**, 185 (1995).
7. H. K. Lee, B. Y. Park, and M. Rho, Phys. Rev. C **83**, 025206 (2011).
8. M. B. Tsang, Y. X. Zhang, P. Danielewicz, M. Famiano, Z. X. Li, W. G. Lynch, and A. W. Steiner, Phys. Rev. Lett. **102**, 122701 (2009).
9. L. Ou, Z. G. Xiao, H. Yi, N. Wang, M. Liu, and J. L. Tian, Phys. Rev. Lett. **115**, 212501 (2015).
10. O. Hen et al., Science **346**, 614 (2014).
11. C. Xu and B. A. Li, Phys. Rev. C **81**, 064612 (2010).
12. C. Xu, B. A. Li, and L. W. Chen, Phys. Rev. C **82**, 054607 (2010).
13. C. Xu, B. A. Li, L. W. Chen, and C. M. Ko, Nucl. Phys. A **865**, 1 (2011).
14. P. Möller, W. D. Myers, H. Sagawa, and S. Yoshida, Phys. Rev. Lett. **108**, 052501 (2012).
15. G. Röpke, N. U. Bastian, D. Blaschke, T. Klähn, S. Typel, and H. H. Wolter, Nucl. Phys. A **897**, 70 (2013).
16. I. Vidaña, A. Polls, and C. Providência, Phys. Rev. C **84**, 062801(R) (2011).
17. A. Carbone, A. Polls, and A. Rios, Europhys. Lett. **97**, 22001 (2012).
18. A. Rios, A. Polls, and W. H. Dickhoff, Phys. Rev. C **89**, 044303 (2014).
19. C. B. Das, S. D. Gupta, C. Gale, and B. A. Li, Phys. Rev. C **67**, 034611 (2003).
20. H. S. Zong and W. M. Sun, Phys. Rev. D **78**, 054001 (2008).
21. H. S. Zong and W. M. Sun, Int. J. Mod. Phys. A **23**, 3591 (2008).
22. N. Hugenholtz and L. van Hove, Physica **24**, 363 (1958).
23. H. Ueda, T. Z. Nakano, A. Ohnishi, M. Ruggieri, and K. Sumiyoshi, Phys. Rev. D **88**, 074006 (2013).
24. Y. L. Du, Z. F. Cui, Y. H. Xia, and H. S. Zong, Phys. Rev. D **88**, 114019 (2013).
25. Z. F. Cui, F. Y. Hou, Y. M. Shi, Y. L. Wang, and H. S. Zong, Ann Phys. **358**, 172 (2015).
26. Y. Lu, Z. F. Cui, Z. Pan, C. H. Chang, and H. S. Zong, Phys. Rev. D **93**, 074037 (2016).
27. C. Shi, Y. L. Du, S. S. Xu, X. J. Liu, and H. S. Zong, Phys. Rev. D **93**, 036006 (2016).
28. S. S. Xu, Z. F. Cui, B. Wang, Y. M. Shi, Y. C. Yang, and H. S. Zong, Phys. Rev. D **91**, 056003 (2015).
29. C. Ratti, M. A. Thaler, and W. Weise, Phys. Rev. D **73**, 014019 (2006).
30. M. A. Halasz, A. D. Jackson, R. E. Shrock, M. A. Stephanov, and J. J. M. Verbaarschot, Phys. Rev. D **58**, 096007 (1998).
31. P. G. Reinhard, Rep. Prog. Phys. **52**, 439 (1989).
32. L. W. Chen, C. M. Ko, and B. A. Li, Phys. Rev. C **76**, 054316 (2007).
33. K. Kashiwa, H. Kouno, T. Sakaguchi, M. Matsuzaki, and M. Yahiro, Phys. Lett. B **647**, 446 (2007).
34. K. Fukushima, Phys. Lett. B **591**, 277 (2004).
35. H. Kohyama, D. Kimura, and T. Inagak, Nucl. Phys. B **896**, 682 (2015).
36. H. Liu, J. Xu, L. W. Chen, and K. J. Sun, Phys. Rev. D **94**, 065032 (2016).