Письма в ЖЭТФ, том 110, вып. 1, с. 3 – 6

Изучение свойств холодной кварковой материи с ненулевой изоспиновой плотностью в рамках решеточного моделирования

В. В. Брагута[+*], *А. Ю. Котов*[+], *А. А. Николаев*[× 1)]

[+] *Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия*

[*] *Дальневосточный федеральный университет, Школа биомедицины, 690950 Владивосток, Россия*

[×] *Department of Physics, College of Science, Swansea University, SA2 8PP Swansea, United Kingdom*

Поступила в редакцию 15 мая 2019 г.
После переработки 22 мая 2019 г.
Принята к публикации 22 мая 2019 г.

В работе проведено изучение квантовой хромодинамики с ненулевой изоспиновой плотностью методами решеточного моделирования. Ненулевая изоспиновая плотность введена с помощью изоспинового химического потенциала μ_I. Моделирование проводилось с динамическими u-, d- и s-кварками в формулировке Когута–Сасскинда. Проведено вычисление петель Вильсона, из которых извлечен статический потенциал кварк-антикварковой пары для различных значений изоспинового химического потенциала. На основе данных для потенциала взаимодействия получена зависимость натяжения струны от величины изоспинового химического потенциала. Результаты показывают, что натяжение струны падает с увеличением μ_I, причем в области $\mu_I \simeq 1200$ МэВ натяжение струны обращается в нуль. Таким образом, в нашей работе впервые наблюдается фазовый переход конфайнмент/деконфайнмент в холодной кварковой материи с ненулевой изоспиновой плотностью.

DOI: 10.1134/S0370274X19130010

Введение. Изучение свойств квантовой хромодинамики (КХД) при ненулевой барионной плотности является весьма важным для различных астрофизических приложений и для современных экспериментов по соударению тяжелых ионов (например, для экспериментов FAIR и NICA). Хорошо известно, что КХД является сильнокоррелированной системой. Поэтому в настоящее время единственным теоретическим инструментом, позволяющим изучать свойства КХД на основе первопринципов, является решеточное моделирование КХД. Благодаря этому методу многие свойства КХД при нулевой барионной плотности хорошо изучены. К сожалению, вычисления при конечной барионной плотности в решеточной КХД невозможны из-за проблемы знака [1]. Существуют различные эффективные модели, которые используются для изучения свойств КХД с барионной плотностью [2–4]. Недостатком подобных подходов является тот факт, что они не основаны на первопринципах, и поэтому сложно оценить систематическую погрешность используемых моделей.

Одним из подходов к изучению свойств плотной барионной материи является решеточное моделирование систем, похожих на КХД с ненулевой барионной плотностью, но в которых нет проблемы знака. К таким системам относятся двухцветная КХД с конечной барионной плотностью и КХД с ненулевой изоспиновой плотностью [5, 6]. Отметим также решеточное моделирование КХД с ненулевым киральным химическим потенциалом [7–9].

В настоящее время двухцветная КХД с ненулевой барионной плотностью интенсивно изучается [10–15]. В частности, неплохо изучена фазовая диаграмма данной теории и некоторые свойства плотной барионной материи. Важнейшим результатом, который был получен в 2018 г., является обнаружение фазового перехода “конфайнмент/деконфайнмент” в холодной сверхплотной барионной материи в двухцветной КХД [12].

Аналогично двухцветной КХД идет активное изучение КХД с ненулевой изоспиновой плотностью [16–18]. В данной области хорошо изучена фазовая диаграмма при малой изоспиновой плотности. К сожалению, в области большой изоспиновой плотности изучение пока не проводилось. Отметим, что результаты в области большой изоспиновой плотности важны для описания свойств КХД с большой барионной плотностью. В частности, особо интересным

1)e-mail: aleksandr.nikolaev@swansea.ac.uk

является вопрос, происходит ли фазовый переход “конфайнмент/деконфайнмент” в холодной материи с большой изоспиновой плотностью, аналогичный тому, что имеет место в двухцветной КХД [12]. Изучению последнего вопроса и посвящена данная работа.

1. Решеточное моделирование КХД с ненулевой изоспиновой плотностью. В нашей работе проводится решеточное моделирование КХД с динамическими u-, d и s-кварками. Для изучения КХД с ненулевой изоспиновой плотностью вводится конечный изоспиновый химический потенциал μ_I.

Построение статистической суммы рассматриваемой системы детально описано в работах [16, 18]. Статистическая сумма может быть записана в виде:

$$Z = \int DU\, e^{-S_G[U]} \times$$
$$\times \det\Big[M^{\dagger}_{ud}(\mu_I) M_{ud}(\mu_I) + \lambda^2\Big]^{\frac{1}{4}} \det\, M_s^{\frac{1}{4}}, \qquad (1)$$

где функциональное интегрирование проводится по групповому многообразию $SU(3)$: $DU = \prod_x \prod_{\mu=1}^{4} dU_{x,\mu}$, $U_{x,\mu}$ обозначает реберную переменную для узла x в направлении μ. $S_G[U]$ представляет собой улучшенное калибровочное действие Симанзика. u- и d-кварки являются вырожденными по массе и обладают равными по величине, но противоположными по знаку химическими потенциалами $\mu_u = -\mu_d = \mu_I$, за счет чего нарушается изоспиновая симметрия системы, μ_I – изоспиновый химический потенциал. Химический потенциал странного кварка равен нулю.

Для проведения решеточного моделирования мы используем динамические кварки в формулировке Когута–Сасскинда. Оператор $M_f(\mu_I)$ в формуле (1) является оператором Дирака ($M_{ud}(\mu_I)$ для u-, d-кварков, $M_s(\mu_I)$ для s-кварка). В непрерывном пределе решеточный оператор Дирака в данной формулировке приводит к появлению четырех одинаковых кварковых ароматов, поэтому для получения одного кварка из детерминанта оператора $M_f(\mu_I)$ извлекается корень четвертой степени. Параметр λ введен в действие для наблюдения фазовых переходов в конечном объеме, кроме того, он регуляризует нулевые моды оператора Дирака с изоспиновым химическим потенциалом. Для получения результата в пределе $\lambda \to 0$ мы проводим моделирование при нескольких значениях λ, а именно, $\lambda = 0.5\, m_{ud}a$, $0.75\, m_{ud}a$ и $m_{ud}a$, а потом проводим экстраполяцию к нулевому значению. Отметим, что операторы, которые изучаются в данной работе, демонстрируют очень слабую зависимость от значений λ, при которых проходит моделирование.

Для проведения решеточного моделирования мы использовали решетку размером 28^4 со следующими параметрами действия: $\beta = 4.036$, $m_{ud}a = 0.007701599$, $m_s a = 0.0271$, что соответствует физической массе странного кварка 104 МэВ, массе пиона 380 МэВ и шагу решетки 0.0687 фм [19]. Таким образом, физический объем системы равен $(1.92\,\text{фм})^3$. Температура, при которой проводятся вычисления, близка к нулю. Рассматривались значения изоспинового химического потенциала $\mu_I \in [0\ldots1200]$ МэВ ($a\mu_I \in [0.0\ldots0.4170]$).

2. Результаты расчетов. Для обнаружения фазового перехода “конфайнмент/деконфайнмент” необходимо вычислить потенциал взаимодействия статической кварк-антикварковой пары. В фазе конфайнмента на достаточно больших расстояниях в потенциале присутствует линейно растущий вклад, т.е. ненулевое натяжение КХД-струны $\sigma \neq 0$. В фазе деконфайнмента вместо линейного вклада на больших расстояниях потенциал выходит на плато, а натяжение струны равно нулю.

Для изучения потенциала взаимодействия статической кварк-антикварковой пары в нашей работе вычисляются петли Вильсона $W(R,T)$, которые представляют собой след от произведения реберных переменных $U_{x,\mu}$ по замкнутым контурам размера $R \times T$. Потенциал взаимодействия связан с петлей Вильсона следующим образом [20]:

$$V(R) = \lim_{T\to\infty} \log\Big[\frac{\langle W(R,T)\rangle}{\langle W(R,T+1)\rangle}\Big]. \qquad (2)$$

Поскольку протяженность решетки по времени достаточно большая, то петли Вильсона больших размеров обладают плохим соотношением “сигнал/шум”, поэтому для извлечения потенциала взаимодействия применяются техники сглаживания калибровочных полей, а именно, HYP (*hypercubic*) блокинг [21, 22] с параметрами $\alpha_1 = 1.0$, $\alpha_2 = 1.0$, $\alpha_3 = 0.5$ для временных линков и 24 шага APE-сглаживания [23] с $\alpha_{\text{APE}} = 0.25$ для пространственных линков. Таким образом усиливается перекрытие с лидирующей экспонентой в $W(R,T)$ и улучшается сигнал. В соотношении (2) после сглаживания можно наблюдать плато, начиная с $T = 5a$, поэтому $V(R)$ определялся как величина плато в области $T/a \in [5, 8]$. Данное плато хорошо согласуется с поведением (2) в пределе $T \to \infty$.

На рисунке 1 представлен потенциал взаимодействия статической кварк-антикварковой пары при различных значениях μ_I. Из рисунка 1 видно, что наклон линейно растущей части потенциала падает с ростом изоспинового химического потенциала. В об-

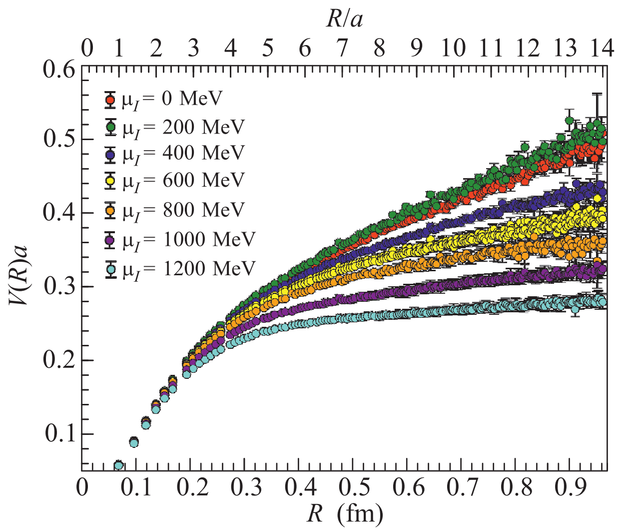

Рис. 1. (Цветной онлайн) Статический кварк-антикварковый потенциал при различных значениях μ_I

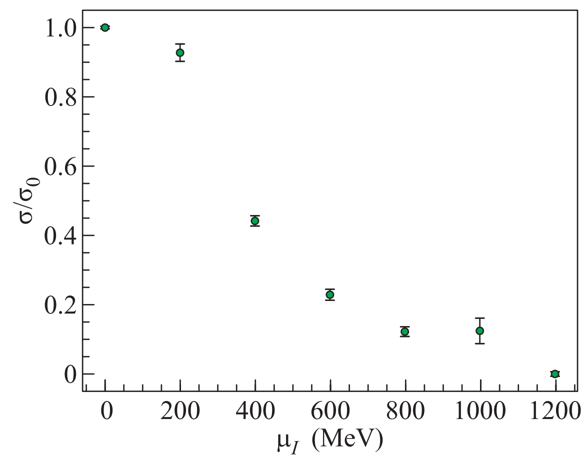

Рис. 2. (Цветной онлайн) Натяжение струны при различных значениях μ_I

ласти $\mu_I \sim 1$ ГэВ потенциал выходит на плато, что означает переход изучаемой системы в фазу деконфайнмента.

Для более детального изучения указанного явления рассмотрим натяжение струны $\sigma(\mu_I)$ в зависимости от величины изоспинового химического потенциала. Для извлечения σ потенциал взаимодействия фитируется в области $R \in [4.5a; 13.5a]$ формулой Корнелла:

$$V(R) = A - \alpha/R + \sigma R. \tag{3}$$

Формула (3) хорошо описывает данные ($\chi^2/dof \sim 1$). Отметим, что значения параметра α лежат в диапазоне 0.3–0.6 и достаточно слабо зависят от химического потенциала. Результат расчета натяжения струны как функции изоспинового химического потенциала μ_I представлен на рис. 2, где σ_0 представляет собой натяжение струны при нулевом μ_I, а физическое значение $\sqrt{\sigma_0} = 404(5)$ МэВ.

Из рисунка 2 видно, что натяжение струны падает с увеличением изоспинового химического потенциала и становится равным нулю при $\mu_I \simeq 1200$ МэВ. Таким образом, мы наблюдаем фазовый переход "конфайнмент/деконфайнмент" в холодной кварковой материи с ненулевым изоспиновым зарядом.

Обсуждение результатов. В работе проведено изучение КХД с конечной изоспиновой плотностью методами решеточного моделирования. Ненулевая изоспиновая плотность введена в теорию с помощью изоспинового химического потенциала μ_I. Моделирование проводилось с динамическими u-, d- и s-кварками в формулировке Когута–Сасскинда. Масса s-кварка соответствует его физической массе 104 МэВ, масса u- и d-кварков соответствует массе пиона 380 МэВ, шаг решетки равен 0.0687 фм.

Проведено вычисление петель Вильсона, из которых извлечен статический потенциал кварк-антикварковой пары для различных значений изоспинового химического потенциала. Из этих данных получена зависимость натяжения струны от величины изоспинового химического потенциала. Результаты показывают, что натяжение струны падает с увеличением μ_I. В области $\mu_I \simeq 1200$ МэВ натяжение струны обращается в нуль. Таким образом, в нашей работе впервые наблюдается фазовый переход "конфайнмент/деконфайнмент" в холодной кварковой материи с ненулевой изоспиновой плотностью.

В. В. Брагута благодарит фонд "Базис" за финансовую поддержку. Работа А. Ю. Котова и А. А. Николаева поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 18-32-20172 мол_а_вед. Также работа А. А. Николаева поддержана грантом ST/P00055X/1.

Работа была выполнена с использованием оборудования центра коллективного пользования "Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса" НИЦ "Курчатовский институт", http://ckp.nrcki.ru/. Также авторы использовали суперкомпьютер ОИЯИ "Говорун".

1. S. Muroya, A. Nakamura, C. Nonaka, and T. Takaishi, Prog. Theor. Phys. **110**, 615 (2003).
2. M. Buballa, Phys. Rept. **407**, 205 (2005).
3. M. A. Andreichikov, M. S. Lukashov, and Yu. A. Simonov, Int. J. Mod. Phys. A **33**, 1850043 (2018).

4. Z. V. Khaidukov and Y. A. Simonov, arXiv:1811.08970.
5. K. Splittorff, D. T. Son, and M. A. Stephanov, Phys. Rev. D **64**, 016003 (2001).
6. D. T. Son and M. A. Stephanov, Phys. Rev. Lett. **86**, 592 (2001).
7. V. V. Braguta, V. A. Goy, E. M. Ilgenfritz, A. Yu. Kotov, A. V. Molochkov, M. Muller-Preussker, and B. Petersson, JHEP **06**, 094 (2015).
8. V. V. Braguta, E. M. Ilgenfritz, A. Yu. Kotov, B. Petersson, and S. A. Skinderev, Phys. Rev. B **93**, 034509 (2016).
9. N. Yu. Astrakhantsev, V. V. Braguta, A. Yu. Kotov, and A. A. Nikolaev, arXiv:1902.09325.
10. S. Cotter, P. Giudice, S. Hands, and J.-I. Skullerud, Phys. Rev. D **87**, 034507 (2013).
11. V. V. Braguta, E. M. Ilgenfritz, A. Yu. Kotov, A. V. Molochkov, and A. A. Nikolaev, Phys. Rev. D **94**, 114510 (2016).
12. V. G. Bornyakov, V. V. Braguta, E. M. Ilgenfritz, A. Yu. Kotov, A. V. Molochkov, and A. A. Nikolaev, JHEP **03**, 161 (2018).
13. L. Holicki, J. Wilhelm, D. Smith, B. Wellegehausen, and L. von Smekal, PoS(LATTICE2016)052 (2017).
14. N. Yu. Astrakhantsev, V. G. Bornyakov, V. V. Braguta, E. M. Ilgenfritz, A. Yu. Kotov, A. A. Nikolaev, and A. Rothkopf, arXiv:1808.06466.
15. T. Boz, O. Hajizadeh, A. Maas, and J.-I. Skullerud, Phys. Rev. D **99**, 074514 (2019).
16. B. B. Brandt and G. Endrodi, PoS(LATTICE2016)039 (2016).
17. P. Scior, L. von Smekal, and D. Smith, EPJ Web Conf. **175**, 07042 (2018).
18. B. B. Brandt, G. Endrodi, and S. Schmalzbauer, Phys. Rev. D **97**, 054514 (2018).
19. S. Borsanyi, G. Endrodi, Z. Fodor, A. Jakovac, S. D. Katz, S. Krieg, C. Ratti, and K. K. Szabó, JHEP **11**, 077 (2010).
20. G. S. Bali, H. Neff, T. Duessel, T. Lippert, and K. Schilling, Phys. Rev. D **71**, 114513 (2005).
21. M. Della Morte, A. Shindler, and R. Sommer, JHEP **08**, 051 (2005).
22. A. Hasenfratz and F. Knechtli, Phys. Rev. D **64**, 034504 (2011).
23. M. Albanese, F. Constantini, G. Fiorentini et. al. (APE Collaboration), Phys. Lett. B **192**, 163 (1987).