*Письма в ЖЭТФ, том 48, вып. 6, стр. 307 – 310* *25 сентября 1988 г.*

# ПРАВИЛА СУММ КХД И ЯДЕРНАЯ МАТЕРИЯ

*Е.Г.Друкарев, Е.М.Левин*

Предпринята попытка с помощью правил сумм КХД получить основные свойства ядерной материи. Получены значения равновесной плотности и энергии связи. Дана оценка разбухания нуклона в ядре.

Построение последовательной теории ядерной материи – одна из основных задач ядерной физики. Многочисленные исследования [1] основывались на нуклон-нуклонном взаимодействии, и поэтому требовали феноменологических представлений. Эти модели возникли задолго до появления КХД. Так как мы считаем КХД истинной теорией сильных взаимодействий, желательно иметь модель ядерной материи, основанную на КХД.

В настоящей работе предпринята попытка получить основные свойства ядерной материи, исходя из правил сумм КХД [2]. Этот метод учитывает, хотя и очень в "среднем" конфайнмент кварков и глюонов, что делает его предпочтительней других, основанных на КХД, методов для описания ядерной материи. В рамках метода описывается ряд свойств нуклонов: от статических характеристик до глубоко неупругого рассеяния.

Правила сумм в вакууме представляют собой, как известно, дисперсионные соотношения для поляризационного оператора $\Pi_0(q^2)$:

$$\Pi_0(q^2) = i\int d^4y e^{-iqy} \langle 0|T\{\bar{j}(y)j(0)\}|0\rangle, \tag{1}$$

где адронный (протонный) ток [3]

$$j(y) = u^a(y)C\gamma_\mu u^b(y)\gamma_5\gamma_\tau d^c(y)\epsilon^{abc} g^{\mu\tau} \tag{2}$$

$u$, $d$ – кварковые поля, $C$ – оператор зарядового сопряжения. В дисперсионном соотношении выделен вклад нуклонного полюса, а остальные состояния аппроксимируются непрерывным спектром, начинающимся в некоторой точке $W^2$

$$\Pi_0(q^2) = \frac{\lambda^2}{q^2 - m^2} + \frac{1}{2\pi i}\int_{W^2} \frac{\Delta_{Q^2}\Pi(Q^2)dQ^2}{Q^2 - q^2}. \tag{3}$$

Оператор $\Pi_0(q^2)$ вычисляется методами КХД, при этом учтены несколько первых членов разложения по степеням $q^{-2}$. После преобразования Бореля [3] правила сумм представляют собой систему двух уравнений для двух тензорных структур $\hat{q}$ и 1, входящих в $\Pi_0$. В работе [3] показано, что разность левой и правых частей уравнения (3) минимизируется при

$$m = 1 \text{ ГэВ}, \qquad \lambda^2 = 2{,}1 \text{ ГэВ}^6, \qquad W^2 = 2{,}3 \text{ ГэВ}^2 \tag{4}$$

в интервале стабильности

$$0{,}8 \text{ ГэВ}^2 \leqslant M^2 \leqslant 1{,}4 \text{ ГэВ}^2. \tag{5}$$

Мы хотим узнать, как меняются величины (4) в ядерной материи. Для этого мы построим поляризованный оператор тока (2) в ядерной материи

$$\Pi_m(q) = i\int d^4y e^{-iqy} \langle \mathcal{M}|T\{\bar{j}(y)j(0)\}|\mathcal{M}\rangle \tag{6}$$

и составим дисперсионные соотношения для разности $\Pi_m - \Pi_0$. Предположив, что интервал стабильности (5) одинаков для ядерной материи и вакуума, получим уравнения для изменения величин (4) $\Delta m$, $\Delta\lambda^2$ и $\Delta W^2$.

Первая из этих величин связана с потенциальной энергией нуклона соотношением:

$$U = \frac{\Delta m}{1 + \frac{T}{m}} , \tag{7}$$

где $T = p_F^2 / 2m$ – кинетическая энергия, $p_F = (3\pi^2 \rho/2)^{1/3}$ – импульс Ферми, $\rho$ – плотность нуклонов. Величина $\lambda^2$ пропорциональна кварковой волновой функции в нуле. Соответственно, величина $\Delta\lambda^2$ дает оценку изменения радиуса нуклона в среде.

Поляризационный оператор в среде (6) зависит от $q^2$ и компоненты $q_0$. Последняя определяется из условия, что нуклон, соответствующий полюсу в дисперсионном соотношении, принадлежит ядерной материи. В пренебрежении движением нуклонов это соответствует условию:

$$s_A = (A + 1)^2 m^2 , \tag{8}$$

где $A$ – количество нуклонов в среде.

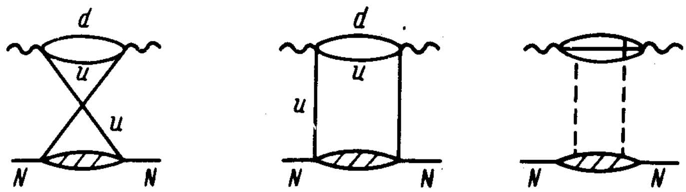


Рис. 1

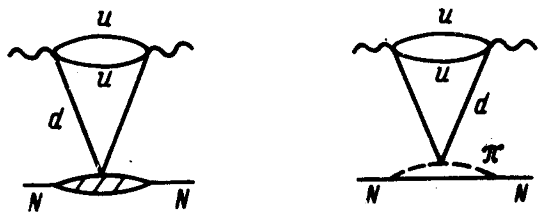


Рис. 2

Рис. 1. Графики, учтенные при вычислении структуры, пропорциональной $\hat{q}$ в поляризационном операторе
Рис. 2. Графики, учтенные при вычислении структуры, пропорциональной 1 в поляризационном операторе

Функция $\Pi(\dot{q})$ имеет теперь, наряду с сингулярностями по $q^2$, особенности по переменной $u_A = 2q^2 + 2M_A^2 - s_A$, где $M_A$ – масса связанной частицы, состоящей из $A$ нуклонов. В связанной системе, в которой энергия связи $\epsilon$ больше энергии отделения $\tau$, какой является ядерная материя, особенности по $u_A$ возникают при

$$q^2 \geqslant m^2 + 2Am(\epsilon - \tau), \qquad -\epsilon - \tau > 0 \tag{9}$$

и дают экспоненциально малый вклад после преобразования Бореля.

Таким образом, дисперсионное соотношение для $\Pi_m - \Pi_0$ имеет вид (3). Учитывая в правой части (3) лишь линейные по $\Delta m$, $\Delta\lambda^2$, $\Delta W^2$ члены, получим систему уравнений при двух тензорных структурах $\hat{q}$ и 1:

$$4\pi[3m^2E_0(M^2) + (s-4m^2)E_0(M^2) - M^2E_1(M^2)]\langle M|\bar{u}\gamma_0 u|M\rangle \frac{1}{L} -$$

$$- \pi^2 \langle M| - \frac{\alpha s}{\pi} G^2 |M\rangle \frac{1}{L} = \left(-\frac{2m}{M^2}\lambda^2 \Delta m - \Delta\lambda^2\right) e^{-m^2/M^2} - \frac{W^4}{2} e^{-W^2/M^2} \frac{\Delta W^2}{L} - \quad (10)$$

$$- 2\pi M^4 \langle M|\bar{d}d|M\rangle E_1 = \left(1 - \frac{2m^2}{M^2}\right) m\lambda^2 e^{-m^2/M^2}\Delta m + me^{-m^2/M^2}\Delta\lambda^2 +$$

$$+ 2aW^2 e^{-W^2/M^2} \Delta W^2 (-1); \qquad a = 0{,}55 \text{ ГэВ}^4,$$

$$E_0(M^2) = 1 - \exp(-W^2(M^2); \; E_1 = 1 - \left(1 + \frac{W^2}{M^2}\right) e^{-(W^2/M^2)}; \quad L = \left(\frac{\ln M/\Lambda}{\ln M/\mu}\right)^{4/9}; \quad (11)$$

$$\Lambda = 0{,}5 \text{ ГэВ}, \qquad \mu = 0{,}15 \text{ ГэВ},$$

где учтены первые два порядка операторного разложения (рис. 1, 2).

В уравнении (10) левая часть, в пренебрежении массами кварков, не зависит от того обстоятельства, что среда состоит из нуклонов; при этом $\langle M|\bar{u}\gamma_0 u|M\rangle = \rho n_u$, где $n_u$ – число $u$-кварков в нуклоне; $\langle M| - \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 |M\rangle = 8m\rho/9$. В уравнении (11) для свободных нуклонов $\langle M|\bar{d}d|M\rangle = \rho\langle N|\bar{d}d|N\rangle$. Для связанных нуклонов следует учесть, что последние, обмениваясь пионами в (в киральном пределе выживает лишь однопионный обмен [4]), не могут приобрести импульс, меньший импульса Ферми. Поэтому

$$\langle M|\bar{q}q|M\rangle = \rho\langle N|\bar{q}q|N\rangle - \frac{9}{2\pi}\rho^{4/3}\langle\pi|\bar{q}q|\pi\rangle \frac{1}{m_\pi^2} \quad (12)$$

$$\langle N|\bar{q}q|N\rangle = \frac{2\sigma}{m_u + m_d} = \kappa; \quad \langle\pi|\bar{q}q|\pi\rangle = \frac{m_\pi^2}{m_u + m_d}$$

$m_{\pi,(u,d)}$ – масса пиона ($u$-, $d$-кварка).

Учитывая движение нуклонов в материи и формулу (7), получим, минимизируя разность левых и правых частей уравнений (10), (11)

$$U = [(-34 - 9{,}4\kappa)\zeta + 54\zeta^{4/3} + (3 + 0{,}4\kappa)\zeta^{5/3}] \text{ МэВ}, \quad (13)$$

где $\zeta = \rho/\rho_{ph}$, $\rho_{ph} = 0{,}17$ Фм$^{-3}$ – феноменологическое значение равновесной плотности. Величина равновесной плотности $\rho$ зависит, таким образом, от точного значения $\sigma$-члена. При $\sigma = 50$ МэВ [5, 6] для равновесной плотности $\rho$ и энергии связи $\epsilon$ получим

$$\rho/\rho_{ph} = 2{,}25; \quad \epsilon = -16 \text{ МэВ}, \quad (14)$$

то есть качественно правильное описание материи.

Учет более высоких членов разложения $U(\rho)$ возможен путем введения в уравнение (11) неизвестных конденсатов, определяемых также из правил сумм. В результате имеем

$$U = [(-34 - 9{,}4\kappa)\zeta + 54\zeta^{4/3} + (3 + 0{,}4\kappa)\zeta^{5/3} + (2{,}3\kappa - 1)\zeta^2 + (-0{,}2\kappa - 5)\zeta^{7/3} +$$

$$+ (3 - 0{,}1\kappa)\zeta^{8/3}] \text{ МэВ}, \quad (15)$$

что дает при $\sigma = 60$ МэВ [6]

$$\rho = 0,197 \text{ Фм}^{-3}; \quad \epsilon = -13 \text{ МэВ}; \quad \Delta\lambda^2 = -0,23 \text{ ГэВ}^6. \tag{16}$$

Зависимость $\rho$ и $\epsilon$ от величины $\kappa$ показана на рис. 3. Последнее из равенств (16) соответствует разбуханию нуклона в материи на величину $\sim 3\,\%$.

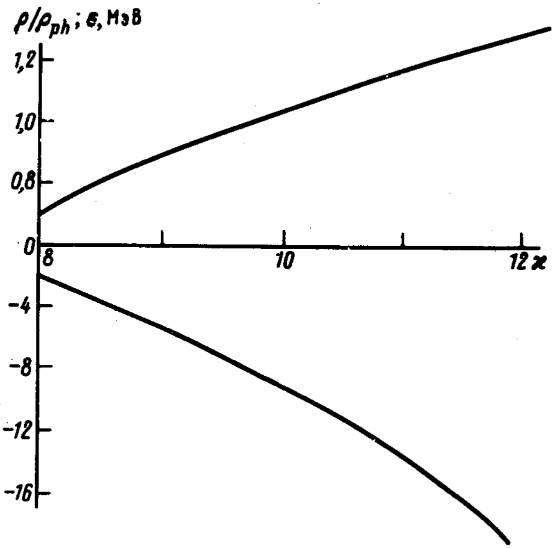


Рис. 3. Зависимость равновесной плотности $\rho$ (в единицах $\rho_{ph} = 0,17$ Фм$^{-3}$) и энергии связи от величины $\kappa$

Таким образом, мы получили основные свойства ядерной материи, исходя из правил сумм КХД. Этот подход нам представляется перспективным, так как позволяет связать воедино явления, происходящие на больших расстояниях в ядрах и жесткие процессы в них.

Авторы благодарны Е.А.Ахмедову, Я.Я.Балицкому, Б.Л.Бирбраиру, В.М.Брауну, Б.Л.Иоффе, А.В.Колесниченко, М.Г.Рыскину, Э.Е.Саперштейну, В.А.Ходелю и М.А.Шифману за ценные обсуждения.

## Литература

1. *Бете Г.А.* Теория ядерной материи. М.: Наука, 1973.
2. *Shifman M.A., Vainstein A.I., Zakharov V.I.* Nucl. Phys., B, 1979, **147**, 385.
3. *Ioffe B.L., Smilga A.V.* Nucl. Phys., B, 1984, **252**, 109.
4. *Weinberg S.* Phys. Rev., 1965, **162**, 342.
5. *Ефросинин В.П., Заикин Д.А.* ЭЧАЯ, 1985, **16**, 546.
6. *Wiedner H. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 648.

Ленинградский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 августа 1988 г.