



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

3163/82 -

12/7-82

P2-82-262

+

Г.Г.Бунатян

СВОЙСТВА ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА
В НЕОДНОРОДНОЙ ФАЗЕ
И УСЛОВИЯ π -КОНДЕНСАЦИИ

1982

1. ВВЕДЕНИЕ

1. Псионная конденсация^{/1-3/}, то есть переход изотропного ядерного вещества в неоднородное с периодической спин-изо-спиновой структурой, связывается с возможностью появления при достаточной плотности $\rho \geq \tilde{\rho}_c(T)$ неустойчивости в спектре пионных возбуждений с немалым $k_0 \sim p_F(\rho_0)$, $\omega^2(k_0) \leq 0$. В неоднородной фазе в ядерном веществе присутствует среднее пионное поле $\vec{\phi} = \langle \hat{\vec{\pi}} \rangle \neq 0$. Хотя в обычных ядрах, то есть при плотности ρ_0 и температуре $T=0$, $\langle \hat{\vec{\pi}} \rangle = 0$ ^{/4/}, они могут быть близки к появлению π -конденсатной неустойчивости, что должно проявиться в ряде предкритических явлений, описанных в^{/5,8/}. Необходимые для π -конденсации большие уплотнения^{/7,8/} могут получаться^{/9/} в столкновениях тяжелых ядер большой энергии при $T \neq 0$, поэтому свойства ядерного вещества вблизи критической точки $\rho \sim \tilde{\rho}_c(T)$ надо изучать как при $T=0$, так и при $T \neq 0$ ^{/8,10/}.

2. В работе^{/11/} было впервые показано при $T \neq 0$, что из-за флуктуаций пионного поля вблизи критической точки появление абсолютной неустойчивости $\tilde{\omega}^2(k_0) \leq 0$ не может служить критерием π -конденсации, и были сформулированы термодинамические условия перехода из изотропного состояния в неоднородное с периодическим средним полем $\vec{\phi} = \langle \hat{\vec{\pi}} \rangle \neq 0$. Рассмотрев в^{/12,13/} свойства пионного поля в изотропном ядерном веществе вблизи критической точки, в настоящей работе продолжим изучение свойств пионного поля в неоднородной фазе и условий π -конденсатного фазового перехода, то есть появления в веществе среднего поля $\vec{\phi} = \langle \hat{\vec{\pi}} \rangle \neq 0$. Это необходимо, как увидим, и для выяснения вопроса о близости обычных ядер к π -конденсации. Данная работа есть непосредственное продолжение^{/12,13/}. Ссылаясь далее в тексте на формулы из^{/12/}, мы перед номером формулы ставим римскую I и точку, а при ссылках на формулы^{/13/} - римскую II и точку. Например, ссылка на формулу /6/ из^{/12/} выглядит так: (I.6) и т.п.

2. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ОПЕРАТОР ПИОНА В НЕОДНОРОДНОЙ ФАЗЕ

1. При наличии в среде классического пионного поля $\vec{\phi} = \langle \hat{\vec{\pi}} \rangle$ в качестве лагранжиана взаимодействия (I.5) примем

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ

ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И МАТЕМАТИКИ

БИБЛИОТЕКА

$$-4 \hat{\mathcal{L}}^a = \Lambda_1(\phi)^4 + \Lambda_2(\hat{\pi})^4 + \Lambda_3(\hat{\phi})^2(\hat{\pi})^2 + \Lambda_4(\hat{\phi}\hat{\pi})^2 + \Lambda_5(\hat{\phi}\hat{\pi})(\hat{\pi})^2 + \Lambda_6(\hat{\phi})^2(\hat{\pi}\hat{\phi}). \quad /1/$$

Различный выбор Λ_i может приводить к фазовым переходам II -го или I -го рода, к устойчивым или метастабильным состояниям со средним полем $\hat{\phi} = \langle \hat{\pi} \rangle \neq 0$ /11/. Добавка к поляризационному оператору пиона в /1.3/, вызванная полем $\hat{\phi}$

$$\Pi_\nu^a(\omega, \vec{k}_1, \vec{k}_2) = \text{diagram 1} + \text{diagram 2} + \text{diagram 3} \quad /2/$$

определяется как взаимодействием /1/, так и выбором пробного среднего поля $\hat{\phi}$. Величина $\tilde{\omega}^2$ в /1.7/-/1.9/ заменяется при $\hat{\phi} \neq 0$ на $\tilde{\omega}^2 \rightarrow \tilde{\omega}^2 + \Pi_\nu^a/2/$. Теперь с учетом Π_ν^a смягчение пионного спектра характеризуется этой величиной $\tilde{\omega}^2$, зависящей от $\hat{\phi}$. В скелетные графики /2/, так и в /1.3/, /1.6/, /1.6a/, входит теперь, конечно, полная \mathcal{D}_ν -функция, содержащая и Π_ν^a , так что наличие в среде $\hat{\phi}$ меняет и Π_ν^π , а не только добавляет $\Pi_\nu^a/2/$ к Π_ν^π . Сами величины \mathcal{L} , $\Pi^{1\pi}$, $\Pi^{3\pi}$ зависят от $\hat{\phi}$, так как Π^a входит в уравнения для Π, \mathcal{D} . При $\hat{\phi} \neq 0$ $\Pi^{1\pi}$ содержит и последний график в /2/, поэтому мы не будем добавлять его к Π , а оставим далее в $\Pi^a/2/$ только два первых графика.

2. Классическое среднее поле $\langle \hat{\pi} \rangle = \hat{\phi}(\vec{r}, t) = \hat{\phi}(\vec{r}) e^{i\omega t}$ в изотопически-симметричной среде имеет $\omega = \mu_\pi = 0$, то есть $\hat{\phi}$ - статическое поле. Появление π -конденсатной неустойчивости происходит при $\vec{k} = \vec{k}_0$, поэтому в фурье-разложении $\phi_\nu(\vec{r})$ можно оставить лишь компоненту с $\vec{k} = \vec{k}_0$. Пионные поля, возникающие в условиях опыта, могут иметь, разумеется, очень сложную координатную спиновую и изотопическую зависимость. В литературе обсуждаются в настоящее время несколько достаточно простых полей /2,3,14/. В данной работе в качестве примера выберем изотопически-симметричное поле с одномерной периодической пространственной структурой:

$$\phi_\nu(\vec{r}) = \sqrt{\frac{2}{3}} a \cos(\vec{k}_0 \vec{r}), \quad \nu = 1, 2, 3. \quad /3/$$

Ясно, что $\Pi_\nu^a(\omega, \vec{k}_1, \vec{k}_2)/2/$ недиагонален по \vec{k}_1, \vec{k}_2 . Поэтому в неоднородной фазе весь поляризационный оператор Π и \mathcal{D} -функция также недиагональны. Для $\hat{\phi}_\nu(\vec{r})/3/$, очевидно, отличны от нуля $\Pi^a(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$ при $\vec{k}_1 = \vec{k}_2$ и $\vec{k}_2 = \vec{k}_1 \pm 2\vec{k}_0$. Сами по

себе недиагональные матричные элементы не малы по сравнению с диагональными, но их вклад в \mathcal{D} -функцию относительно мал. Как и везде прежде, нас, конечно, интересуют \mathcal{D} , $\Pi^a(\omega, \vec{k}_1, \vec{k}_2)$ при $|\vec{k}_1| \sim |\vec{k}_2| \sim k_0, \omega \sim 0$. Полный поляризационный оператор

$\Pi(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$ зависит теперь при $|\vec{k}_1| \sim |\vec{k}_2| \sim k_0$ от направления \vec{k}_1 . Для $-\vec{k}_1 = \vec{k}_2$ в Π надо включать недиагональные элементы и вклад от второго графика в /2/.

3. Для дальнейших исследований введем вместо затравочных амплитуд из /1/ амплитуды λ_i , не содержащие ни в одном канале замкнутой петли из двух пионных линий, причем для $T=0$ суммарный их импульс мал, $|\vec{q}| \ll \tilde{\omega}$, в λ_i нет графиков вида /П.7/, зависимость которых от $\tilde{\omega}$ рассматривалась в /13/. Выделение таких графиков обусловлено тем, что вблизи критической точки, $\tilde{\omega} \rightarrow 0$, соответствующие им выражения расходятся: при $T=0$ ($\tilde{\omega} \sim \tilde{\omega}^{-1}$ /1.7/, а при $T \neq 0, T \gg \tilde{\omega}^2$ поведение $\tilde{\omega}^\pi$ при $\tilde{\omega} \rightarrow 0$ описывается формулами /1.12/, /1.12a/. Величины λ_i регулярны при $\tilde{\omega} \rightarrow 0$. Выражение /2/ для Π^a , добавляемое к Π при $\hat{\phi} \neq 0$, перепишем с учетом сказанного выше в виде

$$\Pi^a(\omega, \vec{k}_1, \vec{k}_2) = \text{diagram 1} + \text{diagram 2} \quad /2a/$$

Здесь темные кружки означают λ_i , а светлый кружок во втором графике - полную амплитуду $\tilde{\lambda}_5$. Первый, неприводимый, график в /2a/, очевидно, не зависит от того, близка ли система к критической точке. Он может лишь очень слабо зависеть от величины $\tilde{\omega}^2$, малость которой характеризует близость системы к π -конденсатной неустойчивости, как это обсуждалось ранее. В общем случае Π_ν^a можно записать в виде

$$\Pi_\nu^a(\omega, \vec{k}_1, \vec{k}_2, \rho, T) = \tilde{\lambda}_3 \frac{1}{2} (\hat{\phi}^2)_{\vec{k}_1, \vec{k}_2} + \frac{1}{2} \tilde{\lambda}_4 (\hat{\phi}_\nu^2)_{\vec{k}_1, \vec{k}_2}. \quad /4/$$

Без учета второго графика в /2a/, очевидно, $\tilde{\lambda}_3 = \lambda_3, \tilde{\lambda}_4 = \lambda_4$.

4. Для полной амплитуды $\tilde{\lambda}_5$ во втором графике /2a/ можно написать уравнение, выделяя амплитуду λ_5 , не содержащую ни в одном канале замкнутых петель из двух мезонных линий /при $T=0$ - с малым импульсом $|\vec{q}| = |\vec{k}_1 + \vec{k}_2| \ll \tilde{\omega}/$:

$$\tilde{\lambda}_5(\omega, \vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}, \rho, T) = \lambda_5 + \lambda_2 4 \hat{\mathcal{L}}^a \tilde{\lambda}_5(\omega, \vec{k}, \vec{k}, \vec{k}, \rho, T) + \lambda_2 4 \hat{\mathcal{L}}^a \tilde{\lambda}_5(\omega, \vec{k}, \vec{k}, \vec{k}_1, \rho, T). \quad /5/$$

Величина $\bar{\alpha}^a$ вычисляется аналогично $\bar{\alpha}^\pi$ в /П.7,7а, 7б,7в/ и /П.12,12а/, во всех случаях

$$\bar{\alpha}^a = \bar{\alpha}^\pi / 2. \quad /6/$$

Последний член в /5/, содержащий малый суммарный импульс в поперечном канале, присутствует лишь при $\vec{k}_1 = \pm \vec{k}_0$. Его подстановка во второй член в /2а/ привела бы к графикам, не содержащим в продольном канале замкнутой петли из двух пионных линий с нулевым суммарным импульсом и потому уже включенным, по определению, в λ_5 . Поэтому, опуская в /5/ последний член, получим для входящей в /2а/ полной амплитуды

$$\bar{\lambda}_5 = \lambda_5 (1 - 4 \bar{\alpha}^a \lambda_2)^{-1} \quad /5а/$$

и для добавки Π^a /2/, /2а/ к поляризаационному оператору пиона:

$$\begin{aligned} \Pi^a(\omega, \vec{k}_1, \vec{k}_2, \rho, T) = & (\lambda_3 / 2 - \frac{1}{4} \bar{\alpha}^a(\bar{\omega}) \lambda_5^2 (1 - 4 \bar{\alpha}^a(\bar{\omega}) \lambda_2)^{-1}) \times \\ & \times (\bar{\phi}^2)_{\vec{k}_1, \vec{k}_2} + (\lambda_4 / 2 - \frac{9}{8} \lambda_5^2 \bar{\alpha}^a(\bar{\omega}) (1 - 4 \bar{\alpha}^a(\bar{\omega}) \lambda_2)^{-1} (\phi_\nu^2)_{\vec{k}_1, \vec{k}_2}. \end{aligned} \quad /7/$$

Если $\bar{\omega} \rightarrow 0$, $\bar{\alpha}^a \rightarrow \infty$, то членами, зависящими от $\bar{\omega}$, можно в /7/ пренебречь, если

$$8 \lambda_3 \lambda_2 \gg \lambda_5^2, \quad 16 \lambda_2 \lambda_4 \gg \lambda_5^2 9. \quad /7а/$$

В случае малых $\bar{\alpha}^a$ вторыми членами в скобках в /7/ можно пренебречь, если

$$\bar{\alpha} \lambda_5^2 \ll \lambda_3 \cdot \lambda_4. \quad /7б/$$

Из /6/, /7/ ясно, что Π^a остается конечным при $\bar{\omega} \rightarrow 0$ как для $T=0$, так и для $T \neq 0$. Как было показано ранее /6/, величина $\bar{\alpha}^a(\bar{\omega})$ в /7/ в малой области импульсов $|\vec{k}_1| \approx k_0$; $\vec{k}_1 \approx -\vec{k}_0$, то есть $|\vec{q}| \approx 0$, зависит от $\bar{\omega}$ не так, как при произвольном направлении \vec{k}_1 . Наличие в /7/ для малой области импульсов $\vec{k}_1 \approx -\vec{k}_0$ этой добавки к Π^a может приводить при $T \neq 0$ к дополнительной логарифмической расходимости в $\Pi^{1\pi}$ для $\bar{\phi}$ вида /3/. Для системы с ротонным спектром это отмечалось в /15/. При $\vec{k}_1 \approx -\vec{k}_0$, $\omega \sim 0$ можно записать /1.7/

$$\begin{aligned} \mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}_1, \vec{k}_2, \rho, T) = & [\omega^2 (1 - \alpha) + i \omega \beta - \gamma (|\vec{k}_1 - \vec{k}_0|^2 - \bar{\omega}^2 - \\ & - d_1(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \omega) \delta_{\vec{k}_1, \vec{k}_2} - d_2(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \omega) \delta_{\vec{k}_1, \vec{k}_1 \pm 2\vec{k}_0}. \end{aligned} \quad /8/$$

Здесь d_1 , d_2 - диагональная и недиагональная части Π , которые присутствуют лишь при $\vec{k}_1 \approx -\vec{k}_0$. Остальная часть Π включена, как и ранее, в $\bar{\omega}^2$. Используя соотношение

$$\sum_{\vec{k}} \mathcal{D}^{-1}(\vec{k}_1, \vec{k}) \cdot \mathcal{D}(\vec{k}, \vec{k}_2) = \delta_{\vec{k}_1, \vec{k}_2},$$

найдем при $\vec{k}_1 = -\vec{k}_0$, $\omega \sim 0$

$$\begin{aligned} \text{Im } \mathcal{D}(\omega, \vec{k}_1, \vec{k}_2, \rho, T) \sim & \frac{\bar{\omega} \beta}{\bar{X}^2 + \bar{\omega}^2 \beta^2} ((\bar{\omega}^2 + d_1) \delta_{\vec{k}_1, -\vec{k}_0} + \\ & + d_2 \delta_{\vec{k}_1, \vec{k}_1 \pm 2\vec{k}_0}), \quad \bar{\beta} = 2\beta(\bar{\omega}^2 + d_1), \quad \vec{q} = \vec{k} + \vec{k}_0, \end{aligned} \quad /9/$$

$$\bar{X} = (\bar{\omega}^2 + d_1)^2 - d_2^2 + (\bar{\omega}^2 + d_1) \gamma (q^4 + 4(k_0 q)^2 / 2k_0^2).$$

При наличии в среде $\bar{\phi} \neq 0$ к \mathcal{L} , $\Pi^{1\pi}$ /1.6а/, /П.1а/ добавляется интеграл от $\text{Im } \mathcal{D}$ /9/ по малой области импульсов \vec{k} вблизи $-\vec{k}_0$, $\vec{k} + \vec{k}_0 = \vec{q} \sim 0$. При $(\bar{\omega}^2 + d_1)^2 - d_2^2 \sim 0$ этот интеграл при $T \neq 0$, как нетрудно проверить, логарифмически расходится, $\sim \ln |\vec{q}|$, на малых $|\vec{q}|$, а при $T=0$ расходимости не содержит. Эта логарифмическая расходимость при $T \neq 0$ несущественна, однако, в конечной системе, где $|\vec{q}| \geq R^{-1}$, R - размер системы /15/. Наличие в среде среднего поля $\bar{\phi}$ не приводит к дополнительным особенностям в Π . Поскольку в Π^a члены, зависящие от $\bar{\omega}$, играют роль лишь в малой области импульсов $\vec{k}_1 \approx -\vec{k}_0$, их можно не учитывать при вычислении Π^π , как и делалось в /11/.

5. Из результатов, полученных в /12,13/ и в данной работе, ясно, что при $T=0$ массовый оператор пиона в ядерном веществе не содержит расходимостей вблизи критической точки как в изотропной фазе, так и в неоднородной при наличии в среде среднего пионного поля. Однако это еще не означает, что фазовый переход при $T=0$ /если он вообще возможен/ происходит при $\bar{\omega}_c^2 = 0$. Величины $\bar{\omega}_c^2 = \bar{\omega}^2(\bar{\rho}_c(T))$, $\bar{\rho}_c(T)$, $\bar{\phi}_c$ для $T=0$ так же, как и для $T \neq 0$, определяются из условий π -конденсации, рассмотренных в следующем разделе.

3. УСЛОВИЯ π -КОНДЕНСАЦИИ И БЛИЗОСТЬ ЯДЕР К π -КОНДЕНСАТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

1. Условия перехода изотропного ядерного вещества в неоднородное с периодической спин-изоспиновой структурой, то есть появления среднего мезонного поля $\bar{\phi} = \langle \bar{\pi} \rangle$, были даны в /11/.

Для появления $\vec{\phi} \neq 0$ необходимо, чтобы термодинамический потенциал имел минимум при

$$\delta\Omega / \delta\vec{\phi} = \langle \delta\hat{H} / \delta\vec{\phi} \rangle = 0, \quad /10/$$

где \hat{H} - эффективный гамильтониан системы, а среднее берется по равновесному состоянию, включающему и конденсатное поле. В нашем случае ϕ - статическое ($\omega=0$) и одномерное периодическое в пространстве с периодом $1/k_0$, например /3/, и его амплитуда a определяется из /10/:

$$\partial\Omega / \partial a = \langle \partial\hat{H} / \partial a \rangle = 0. \quad /10a/$$

Наличия нетривиального решения $a \neq 0$ еще недостаточно для фазового перехода, как это уже отмечалось в /11/. Свойства системы с данными ρ , T определяются изменением термодинамического потенциала $\Omega(\rho, T, a)$ при включении поля $\vec{\phi}$ с амплитудой a :

$$\Delta\Omega(\rho, T, a) = \int_0^a (\partial\Omega / \partial a) da = \int_0^a \langle \partial\hat{H} / \partial a \rangle da. \quad /11/$$

Зависимость $\Delta\Omega(a, \rho, T)$ качественно различна для различных наборов Λ_i в /1/ /11/, зависит $\Delta\Omega$ и от вида поля $\vec{\phi}$ /11/.

2. Эффективный лагранжиан в наших приближениях можно записать в виде

$$\hat{\mathcal{L}}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2} \sum_{\omega, \vec{k}} \mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}, T, \rho) (\hat{\pi}_{\vec{k}, \omega}(\mathbf{x}))^2 + \frac{1}{2} \mathcal{D}^{-1}(0, \vec{k}_0, T, \rho) (\vec{\phi}_{\vec{k}_0, 0}(\mathbf{x}))^2 + \hat{\mathcal{L}}_{\pi\pi}^a(\mathbf{x}), \quad /12/$$

и эффективный гамильтониан

$$\hat{H} = \partial \hat{\mathcal{L}} / \partial \omega - \hat{\mathcal{L}}. \quad /13/$$

Тогда для равновесной $a_e \neq 0$ в /3/ получаем из /10a/, /11/

$$\omega_0^2(\rho, T) + \mathcal{L}(\rho, T, a_e) \left(\frac{3\Lambda_3}{2} + \frac{\Lambda_4}{2} \right) + \frac{3a_e^2 \Lambda_1}{2} = 0, \quad /10b/$$

$$\Delta\Omega(\rho, T, a_e) = \frac{\omega_0^2 a_e^2}{2} + \Lambda_1 a_e^4 / 8 + \frac{3\Lambda_3 + \Lambda_4}{2} \int_0^{a_e} a da \mathcal{L}(\rho, T, a). \quad /11a/$$

Корреляционная функция \mathcal{L} определяется при $\phi \neq 0$ из /1.6a/, /II.9/ с \mathcal{D} -функцией, содержащей

$$\Pi = \Pi^n + \Pi^{1\pi} + \Pi^{3\pi} + \Pi^a, \quad /14/$$

где для $\vec{\phi} / 3 / \Pi^a$ определяется формулой /7/ с

$$(\vec{\phi}^2)_{\vec{k}, \vec{k}} = a^2, \quad (\phi_\nu^2)_{\vec{k}, \vec{k}} = a^2 / 3 \quad /14a/$$

для изотопически-симметричной среды. Во всех предыдущих формулах при $\phi \neq 0$ величина

$$\tilde{\omega}^2 = \omega_0^2 + \Pi^{1\pi} + \Pi^{3\pi} + \Pi^a. \quad /14b/$$

Для фазового перехода необходимо, чтобы уравнения /1.6a/, /10a/ имели решение $a_e \neq 0$.

3. В /11/ мы изучили для $T \neq 0$ условия π -конденсации в простой модели без учета $\Pi^{3\pi}$ и сложных диаграмм в Π^a , а также опуская в $\Pi^{1\pi}$ и \mathcal{L} вклад квантовых флуктуаций /II.3/, /II.3a/, остающийся конечным вблизи критической точки $\tilde{\omega} \rightarrow 0$, в противоположность вкладу от тепловых флуктуаций, который при $\tilde{\omega} \rightarrow 0$ расходится. Такой расчет пригоден, если при $\rho \sim \tilde{\rho}_c(T)$ выполнены условия /II.15/, /II.10b/ и если $\omega^2(\tilde{\rho}_c(T))$ такова, что в /II.9/ можно пренебречь квантовыми флуктуациями по сравнению с тепловыми. Оказывается /11/, что для не слишком больших $\Lambda < 0,5$, $T \leq 1$ в точке фазового перехода эти условия, по-видимому, выполнены. Тогда, исключая \mathcal{L} из /II.9/, /10b/, /14a/, /14b/, получаем уравнения для a_e , которые можно записать в следующем виде:

$$(x_1 - x) [s(x - x_2)]^y (-\omega_0^2)^{3/2} = B > 0, \quad x = a_e^2 \Lambda / (-\omega_0^2). \quad /15/$$

Здесь $y = 1/2$ для $T/\tilde{\omega}^2 \gg 1$ и $y = 3/2$ для $T/\tilde{\omega}^2 \ll 1$ /11/. В /15/ x_1 , x_2 , s зависят от Λ_i в /1/ и от вида $\vec{\phi}$. Ясно, что /15/ может выполняться лишь при

$$-\omega_0^2 = c(\rho - \rho_c(T)) > 0, \quad x_1 > x > 0, \quad s(x - x_2) > 0. \quad /15a/$$

4. Если Λ_i , $\vec{\phi}$ таковы, что $x_2 < 0$, $s > 0$, или $s < 0$, $x_2 > 0$, то /15/ имеет при $x(\rho) \leq x_{1,2}$, $\rho \geq \tilde{\rho}_c(T)$ одно решение $a_e \neq 0$, соответствующее минимуму $\Delta\Omega(a_e) \leq 0$, и $a_e(\rho)$ растет с ростом ρ , начиная с нуля при $\rho = \tilde{\rho}_c(T)$. Это соответствует фазовому переходу 2-го рода, однако в точке перехода, $\rho = \rho_c(T)$, величина $\tilde{\omega}^2(\tilde{\rho}_c(T))$, характеризующая смягчение пионной степени свободы в ядре, не становится малой $\tilde{\omega}_c \neq 0$, как было показано в /11/ на нескольких примерах при $T \neq 0$. Так получается, в частно-

сти, при $\Lambda = \Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda_3/2$, $\Lambda_4 = 0$, то есть для

$$\hat{\chi}_{\pi\pi}^a = -\frac{\Lambda}{4} (\hat{\phi}^2 + \hat{\pi}^2)^2. \quad /1a/$$

5. Если $\Lambda_i, \hat{\phi}$ таковы, что $s > 0$, $x_2 \geq 0$, то при $\rho = \rho_p$ появляется одно решение $a_0 \neq 0$ уравнения /15/ /точка перегиба кривой $\Delta\Omega(a, \rho_p)$ /, а при $\rho > \rho_p$ есть два решения, из коих меньшее соответствует $\max \Delta\Omega(a)$, а большее - $\min \Delta\Omega(a)$. Это означает появление при $\rho \geq \rho_p(T)$ метастабильного состояния с конечной амплитудой $\hat{\phi} = \langle \hat{\pi} \rangle$. Если увеличение плотности приводит к тому, что при $\rho_c(T)$ оказывается $\min \Delta\Omega(a) \leq 0$, то в среде возникает устойчивое состояние с $\hat{\phi} \neq 0$. При $\rho = \rho_c(T)$ поле $\hat{\phi}$ в системе имеет конечную амплитуду a_0 , что соответствует фазовому переходу I-го рода. Для $\hat{\phi}$ вида /3/ этот случай имеет место при $\Lambda_1 = \Lambda_2 = \Lambda_3/2 = \Lambda_4/4 = \Lambda_5/4$, то есть для лагранжиана простейшего вида:

$$\hat{\chi}_{\pi\pi}^a = -\frac{\Lambda}{4} (\hat{\phi} + \hat{\pi})^4. \quad /16/$$

Если же рост $\rho > \rho_p$ не приводит к $\min \Delta\Omega(a) \leq 0$, то возникшее в среде при ρ_p неоднородное состояние остается метастабильным. Так получается, например, при $\Lambda_1 = \frac{5}{4} \Lambda_2 = \Lambda_3/2 = \Lambda_4/4$, то есть лишь незначительное изменение одного Λ_2 в $\hat{\chi}_{\pi\pi}^a$ может качественно изменить поведение системы с ростом плотности.

Если же Λ_i, ϕ_i таковы, что $s < 0$, $x_2 > 0$ или $x_1 < x_2$, $s > 0$, или $x_1 < 0$, то /15/, очевидно, решений иметь не может, $\Delta\Omega(a)$ монотонно растет с ростом a при всех ρ, T , в среде невозможно ни устойчивое, ни метастабильное состояние с таким полем $\hat{\phi}$, появление в среде этого поля $\hat{\phi}$ невозможно. Разумеется, условия появления различных средних полей $\langle \hat{\pi} \rangle = \hat{\phi}(\vec{r})$ могут быть различными. Если появление какого-либо пробного поля $\hat{\phi}$ невозможно при данных ρ, T или даже никогда, то это не означает, что вообще невозможен в среде с такими Λ_i фазовый переход в неоднородное состояние с иным средним полем, с иной пространственной и спин-изоспиновой конфигурацией.

В том случае, когда простая модель^{/11/} неприменима, то есть не выполнены условия /II.106/, /II.15/, требуются более сложные расчеты, последовательно учитывающие $\pi N-$, $\pi\pi$ -взаимодействия в ядерном веществе.

6. При $T=0$ Π^n содержит лишь квантовые флуктуации пионного поля, и величина $\mathcal{L}(\rho, 0, a)$ в /106/ определяется /II.3/ /II.3a/. Исключая \mathcal{L} из /106/, /II.3/, найдем

$$-2(\omega_0^2 + a_0^2 3\Lambda_1/2)(3\Lambda_3 + \Lambda_4)^{-1} = c_1 - c_2 \tilde{\omega} - c_3 \tilde{\omega}^2 + \dots \quad /16/$$

$$\tilde{\omega}^2 = \omega_0^2 - 10\Lambda_2(\omega_0^2 + a_0^2 3\Lambda_1/2)(3\Lambda_3 + \Lambda_4)^{-1} + \Pi^a(\tilde{\omega}, a_0).$$

Если при некотором $\rho \geq \tilde{\rho}_c/16/$ имеет решение $a_0 \neq 0$ и при этом $\Delta\Omega(a_0, \rho) \leq 0$, то ядерное вещество находится в неоднородной фазе, $\hat{\phi} \neq 0$.

Насколько могут быть обычные ядра близки к π -конденсатной неустойчивости, очень существенно зависит от того, чему равна в критической точке величина $\tilde{\omega}_c^2 = \tilde{\omega}^2(\rho_c)$, характеризующая эту близость. Если $\tilde{\omega}_c^2 \geq \epsilon_F^2$ при $\rho = \rho_c$, то она и по-прежнему мала для $\rho < \tilde{\rho}_c$, так как с ростом ρ происходит смягчение пионной степени свободы, $\tilde{\omega}^2$ уменьшается. В этом случае в обычных ядрах, плотности которых $\rho_0 < \tilde{\rho}_c^{1/4}$, величина $\tilde{\omega}^2(\rho_0) > \epsilon_F^2$, они далеки от π -конденсатной неустойчивости и нет оснований ожидать в обычных ядрах предкритических явлений^{/5,6/}. Проявление на опыте^{/5,6/} близости ядер к π -конденсации можно ожидать, если, по крайней мере при $\rho = \tilde{\rho}_c$, величина $\tilde{\omega}_c^2 < \epsilon_F^2$. Для вычисления $\tilde{\rho}_c$ и соответствующего $\tilde{\omega}_c^2$ надо задать все входящие в /16/ параметры $\Lambda_i, c_i, \lambda_i$ и т.д. В любом случае такой расчет будет лишь иллюстрацией, хотя бы уже потому, что выбор $\hat{\chi}_{\pi\pi}^a$ в виде /1/ с постоянными Λ есть крайне упрощенное приближение, да и величину c_1 нельзя оценить достаточно определенно. Можно лишь проверить, не возникают ли какие-либо противоречия, если предположить, что решение $a_0 \neq 0$ появляется

при такой $\tilde{\rho}_c$, что $\omega_c^2 \ll \epsilon_F^2 < \omega_0^2$. Тогда из /16/, /16/, /11a/ найдем

$$\omega_c = a_c \sqrt{\frac{\Lambda}{6}} = (\omega_0^2 + 5\Lambda c_1)/5\Lambda c_2, \quad \Delta\Omega(a_c) = -\frac{a_c^4 \Lambda}{24}, \quad /16a/$$

откуда видно, что такое предположение к явным противоречиям не приводит, хотя превышение $\Delta\rho_c = \tilde{\rho}_c - \rho_c$ при этом может оказаться очень значительным в зависимости от Λ_i, c_i .

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования, проведенные в данной и предыдущих работах^{/12,13/}, позволяют сделать ряд выводов о возможности фазового перехода с образованием пионного конденсата и близости обычных ядер к π -конденсатной неустойчивости.

Прежде всего, $\pi\pi$ -взаимодействие и флуктуации пионного поля играют различную роль при различных температурах. При $T \neq 0$ рост тепловых флуктуаций вблизи критической точки и обусловленная этим расходимость Π^n приводят к тому, что в изотропном ядерном веществе любой конечной плотности невозможно достижение абсолютной неустойчивости пионного поля, то есть появление решений $\omega^2(k) \leq 0$ уравнения $\mathcal{D}^{-1}=0$. При $T=0$ вклад квантовых флуктуаций в поляризационный оператор остается конечным в критической точке, поэтому при $T=0$ изотропное ядерное вещество может быть, в принципе, сколь угодно близко к π -конденсатной неустойчивости. Напомним здесь, что логарифмическая расходимость Π^{1n} в ядерном веществе при $T=0$ вблизи критической точки была получена в работе /15/ ошибочно, как это разъяснялось в /13/. Флуктуации пионного поля при $T=0$ не исключают возможности близости обычных ядер к π -конденсации. Это, однако, не означает, что при $T=0$ ядерное вещество остается изотропным при любой плотности, если только не достигается абсолютная неустойчивость пионного поля $\omega^2(k) \leq 0$. Достижение абсолютной неустойчивости не может служить условием фазового перехода при $T=0$, так же, как и при $T \neq 0$ /11/. В любом случае критическая плотность $\tilde{\rho}_c(T)$ определяется термодинамическими условиями π -конденсации, исследованными здесь и в /11/. Заметим здесь, что определение π -конденсатной неустойчивости согласно этим условиям из /10/, /11/, разумеется, не соответствует ее определению по изменению знака полной амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния в среде $\tilde{K} / \Pi .7/$, как это предполагалось для $T=0$ в /18/ на основе результатов из /17/. Изменение знака \tilde{K} при некотором ρ отнюдь не означает, что становится выгодной перестройка изотропной системы в неоднородную с периодической спин-изоспиновой структурой, то есть появление в веществе среднего периодического пионного поля $\tilde{\phi} = \langle \hat{\pi} \rangle \neq 0$. С другой стороны, в зависимости от Λ_i в /1/ появление $\phi \neq 0$ может происходить и при ρ , меньшей, чем та, при которой $\tilde{K} / \Pi .7/$ меняет знак.

Величина $\tilde{\omega}_c^2(T)$, характеризующая смягчение пионной степени свободы, в точке фазового перехода $\rho = \tilde{\rho}_c(T)$ может оказаться немалой, $\tilde{\omega}_c^2 > \epsilon_F^2$. Предкритические явления при $T=0$ в изотропном ядерном веществе с обычной ядерной плотностью $\rho_0 < \tilde{\rho}_c(0)$ возможны лишь в том случае, если, по крайней мере при $\rho = \tilde{\rho}_c(0)$, пионная степень свободы существенно смягчена, так что $\tilde{\omega}_c^2 < \epsilon_F^2 / 5/$. Как мы убедились, малые $\tilde{\omega}_c^2$ не приводят к каким-либо противоречиям. Для проведения более обстоятельных расчетов $\tilde{\rho}_c$, $\tilde{\omega}_c^2$ и других характеристик π -конденсации необходимо гораздо более определенное знание всех входящих в задачу величин, прежде всего $\pi\pi$ -взаимодействия /1/. Без этого возможно лишь выполненное нами качественное исследование свойств ядерного вещества вблизи критической точки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1971, 61, с.2209; ЖЭТФ, 1972, 63, с.1993; Мигдал А.Б., Маркин О.М., Мишустин И.Н. ЖЭТФ, 1974, 66, с.443.
2. Мигдал А.Б., Маркин О.А., Мишустин И.Н. ЖЭТФ, 1976, 70, с.1592.
3. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. "Наука", М., 1978.
4. Троицкий М.А., Колдаев М.В., Чекунаев Н.И. ЖЭТФ, 1977, 73, с.1258; Butsev V.S., Chultem D. JINR, E15-10226, Dubna, 1976; Phys.Lett., 1977, 67B, p.33; Dey W. et al. Helv.Phys.Acta., 1976, 49, p.778.
5. Борзов И.Н. и др. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.8487.
6. Meyer-ter-Vehn J. Phys.Rep., 1981, 74, p.325.
7. Baym G. In: Int. Conf. on High Energy and Nucl.Str., 7th, Zürich, 1977, p.302; Böckman S.O., Weise W. In: Meson in Nuclei, Oxford, 1979, col.III, p.1095.
8. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P4-11755, Дубна, 1978; ЯФ, 1979, 30, с.258.
9. Gudima K.K., Iwe H., Toneev V.D. Journ.of Phys.G: Nucl.Phys., 1979, 5, p.229; Nagamiya S. et al. Phys.Lett., 1979, 84B, p.147; Preprint LBL-12123, 1981.
10. Gyulassi M., Greiner W. Ann.Phys., 1977, 109, p.485; Ericson M., Delorme J. Phys.Lett., 1978, 76B, p.182.
11. Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н. ОИЯИ, P2-81-291, Дубна, 1981.
12. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P2-82-260, Дубна, 1982.
13. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P2-82-261, Дубна, 1982.
14. Matsui T. et al. Progr.Theor.Phys., 1980, 63, p.1665.
15. Kleinert H. Phys.Lett., 1981, 102B, p.5.
16. Дюгаев А.М. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.181.
17. Бразовский С.А. ЖЭТФ, 1975, 68, с.175.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 апреля 1982 года.