

♀
сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

5115/2-81

19/x-81

P2-81-500

Г.Г.Бунатян, И.Н.Мишустин

СВОЙСТВА π -КОНДЕНСАТНОГО ФАЗОВОГО
ПЕРЕХОДА ПРИ КОНЕЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

1. Фазовый переход в ядерном веществе с образованием π -конденсата^{/1,2,3/} необходимо рассматривать при отличных от нуля температурах, так как необходимые для такого перехода уплотнения, получаемые в столкновениях тяжелых ядер, неизбежно сопровождаются сильным разогревом уплотненного вещества. π -конденсация при $T \neq 0$ ранее рассматривалась в работах^{/4-7/}. С ростом плотности ρ , по мере приближения ее к критическому значению, $\rho \rightarrow \tilde{\rho}_c(T)$, происходит смягчение пионной степени свободы. Как было показано в^{/8/}, это приводит к тому, что вблизи критической точки возникают сильные флуктуации пионного поля. Их учет согласно^{/8/} играет решающую роль при изучении π -конденсатного перехода. В^{/8/} исследованы тепловые флуктуации пионного поля вблизи критической точки и получены уравнения, определяющие π -конденсатный переход исходя из требования минимума термодинамического потенциала при отличном от нуля конденсатном поле. В данной работе мы убедимся, используя полученные в^{/8/} формулы, что в зависимости от вида взаимодействия пионов в ядерной среде возможен фазовый переход I или II рода. Рассмотрим возникающую при этом физическую картину, оценим критическую плотность и амплитуду конденсатного поля. В заключение обсудим результаты и физические следствия из них. Данная работа является непосредственным продолжением^{/8/}. Ссылаясь в тексте на формулы из^{/8/}, мы перед номером формулы ставим цифру 8 и точку. Например, ссылка на формулу /20/ из^{/8/} выглядит так: /8.20/, и т.п.

II. ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД II РОДА

1. Фазовые переходы мы рассматриваем, используя условия /17/, /20/ работы^{/8/}. Прежде всего необходимо получить для каждого рассматриваемого случая явный вид условия /8.17а/.

В /8.19/ частоту ω содержит лишь первый член, который от a не зависит, как и $\hat{\chi}_{\pi\pi}$ /8.2/, входящий в $\hat{\chi}_{\pi\pi}^a$ /8.2а/, /8.2б/. При вычислении среднего в /8.17а/ появится введенная выше величина \mathcal{N} , а также $\langle (\vec{\phi}^a)^2 \rangle$ и $\langle (\vec{\phi}^a)^2 (\vec{\phi}^a)^2 \rangle$. Пусть поле $\vec{\phi}^a(\vec{r})$ выбрано здесь так, что $\langle (\vec{\phi}^a)^2 (\vec{\phi}^a)^2 \rangle = a^4$, примером такого $\vec{\phi}^a(\vec{r})$ может служить /8.18б/.

Примем в этом разделе для $\hat{\mathcal{L}}_{\pi\pi}^a$ выражение /8.2a/. Тогда условие /8.17a/ приобретает вид

$$\partial\Omega/\partial a = \omega_0^2(\rho, T) a_e(\rho, T) + 3\mathcal{H}(\rho, T, a_e) \Lambda a_e(\rho, T) + a_e^3(\rho, T) \Lambda = 0. \quad /1/$$

Тривиальное решение $a_e = 0$ соответствует фазе, где конденсата нет. Мы определим условия, при которых /1/ совместно с уравнением для \mathcal{H} из раздела III /8/ имеет нетривиальные решения, и найдем $a_e(\rho, T)$, $\mathcal{H}_e(\rho, T, a_e)$, $\tilde{\omega}_e^2(\rho, T, a_e)$ и т.д. В наших приближениях из /8.3a/ получаем

$$\Pi^2 = \Lambda a^2, \quad /1a/$$

так что в уравнениях /8.10/, /8.12/

$$\tilde{\omega} = (\omega_0^2(\rho, T) + 4\mathcal{H}(\rho, T, a) + a^2 \Lambda)^{1/2}. \quad /1b/$$

Пусть выполнены условия, при которых применимо /8.10/. Тогда, исключая \mathcal{H} из /8.10/, /1b/, /1/, получаем

$$\Lambda a_e^2(\rho, T) = -\omega_0^2(\rho, T) - 3(k_0^2(\rho, T) \Lambda T / 2\pi\sqrt{\gamma})^{2/3}. \quad /2/$$

k_0^2 , γ , ω_0^2 , $\rho_c(T)$ описаны в /8.1/. Нетривиальные решения $a_e \neq 0$ есть для $\rho \geq \tilde{\rho}_c(T) \equiv \rho_c(T) + \Delta\rho_c(T)$, $\Delta\rho_c(T)$ определяется из

$$c\Delta\rho_c(T) = 3(k_0^2(\rho_c(T), T) \Lambda T / 2\pi\sqrt{\gamma})^{2/3}, \quad k_0^2(\tilde{\rho}_c(T), T) = k_c^2 + \kappa \Delta\rho_c(T). \quad /3/$$

Учитывая значения k_c^2 , κ , c из /8.1/, выражение /2/ для не слишком больших $\Delta\rho_c \leq 1$, $\delta\rho \equiv \rho - \tilde{\rho}_c(T) \leq 1$, $T \leq 1$, с хорошей точностью можно переписать в виде

$$\Lambda a_e^2(\rho, T) \approx \delta\rho c (3k_c^2 + \kappa \Delta\rho_c(T))^{2/3} k_0^2(\tilde{\rho}_c(T), T) + \kappa^2 c \Delta\rho_c(T) 3^{-2} k^{-4}(\tilde{\rho}_c(T), T) \delta\rho^2 \approx c \delta\rho. \quad /2a/$$

Из /8.10/, /1b/, (1) равновесные $\mathcal{H}_e(\rho, T, a_e)$, $\tilde{\omega}_e^2(\rho, T, a_e)$, соответствующие при $T, \rho \geq \tilde{\rho}_c(T)$ равновесному $a(\rho, T)$, равны

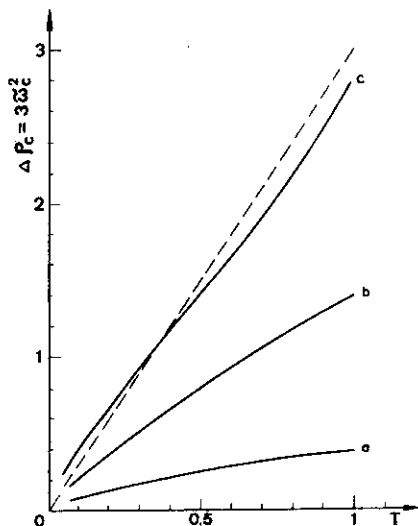
$$\Lambda \mathcal{H}_e(\rho, T) = \tilde{\omega}_e^2(\rho, T) = (k_0^2(\rho, T) \Lambda T / 2\pi\sqrt{\gamma})^{2/3}. \quad /4/$$

Вспомня условия, при которых справедливо /8.10/, заключаем, что /2/, /3/, /4/ применимы, если

$$T \gg (k_0^2(\rho, T) \Lambda / 2\pi\sqrt{\gamma})^2 (2\pi)^{-3}. \quad /3a/$$

При малых $T \rightarrow 0$ это условие не выполнено, и для оценок a_e ,

Рис.1. Зависимость обусловленного пионными флуктуациями изменения критической плотности $\Delta\rho_c(T)$ и величины $\tilde{\omega}_c^2(T)$ от T для перехода II рода. Кривые а, б, с получены при $\Lambda=0,1$, $\Lambda=0,5$, $\Lambda=1$. Штриховая кривая соответствует $\tilde{\omega}_c^2 = T$.



$\Delta\rho_c$, \mathcal{N}_e , $\tilde{\omega}_e^2$ воспользуемся приближением /8.12/. Тогда из /8.12/, /16/, /8.19/ находим

$$c\Delta\rho_c(T) = 3(\beta k_c^2 \Lambda T^2 / 12\sqrt{\gamma})^{2/5}, \quad /5/$$

$$\Delta a_e^2 = c\delta\rho(5k_c^2 + 3\kappa\Delta\rho_c)(5k_c^2)^{-1} + 3c\Delta\rho_c \kappa^2 \delta\rho^2 (5k_c^2)^{-2} \approx c\delta\rho, \quad /5a/$$

$$\Lambda \mathcal{N}_e = \tilde{\omega}_e^2 = (\beta T^2 k_c^2 \Lambda / 12\sqrt{\gamma})^{2/5}. \quad /6/$$

Уравнение для \mathcal{N} /8.12/ и, следовательно, /5/, /6/ пригодны, если

$$T^{1/5} \ll (\beta k_c^2 \Lambda / 12\sqrt{\gamma})^{2/5}. \quad /6a/$$

Итак, для оценок $\Delta\rho_c(T)$, $a_e(\rho, T)$, $\mathcal{N}_e(\rho, T)$ при не слишком малых T можно пользоваться формулами /2/, /3/, /4/, а для малых $T \rightarrow 0$ - /5/, /6/. Из этих формул очевидно, что в данном случае a_e^2 растет вместе с $\delta\rho$, начиная с нуля. Поэтому такой переход можно назвать фазовым переходом II рода. На рис.1 представлена зависимость $\Delta\rho_c(T)$, полученного из уравнения /3/ для не слишком малых T , где выполнено условие /3a/. Чтобы это было очевидно, мы изобразили на том же рисунке и величину $\tilde{\omega}_e^2(\rho_c(T)) \equiv \tilde{\omega}_c^2(T)$ /4/. Из рис.1 ясно, что для расчетов с $\Lambda=0,1$, $\Lambda=0,5$, $\Lambda=1$ условие /3a/ при $T \leq 1$ выполнено: $\omega_c^2 \ll 2\pi T$. При $\Lambda > 1$ для таких T условие /3a/ не выполнено, и, следовательно, в случае больших $\Lambda > 1$ наши приближения не применимы. Для

совсем малых $T \ll 0,01$ зависимость $\Delta\rho_c(T)$ дана явно формулой /5/ при условии /6а/. При $T=0$ конденсатное поле появляется при той же $\rho_c(T)$, что и в среде без пионных флюктуаций. С ростом T величина $\Delta\rho_c(T)$ растет быстро, т.е. при $\Lambda > 0$ наличие в ядерной среде пионных флюктуаций делает ее в случае $T \neq 0$ гораздо более устойчивой к π -конденсатному переходу.

2. Изменение $\Delta\Omega(a_e) \equiv \Omega(a_e) - \Omega(0)$ термодинамического потенциала в равновесном поле по сравнению с системой без поля, $a=0$, определяется формулой /8.20/ с $a=a_e(\rho, T)$. В нашем случае, для $\tilde{\chi}^a / 8.2a /$, $\tilde{\chi}^a / 8.18б /$

$$\Delta\Omega(a_e) = \omega_0^2(\rho, T) a_e^2(\rho, T) / 2 + a_e^4(\rho, T) \Lambda / 4 + 3 \Lambda \int_0^{a_e(\rho, T)} a \mathcal{H}(\rho, T, a) da. \quad /7/$$

Для не слишком малых T $\Delta\Omega(a_e)$ можно приближенно вычислить, полагая

$$\Delta\rho_c(T) \gg \kappa \delta\rho \approx \Lambda a_e^2(\rho, T), \quad /8/$$

что становится несправедливым при $T \rightarrow 0$, так как при этом также и $\Delta\rho_c(T) \rightarrow 0$. Если $T \gg 0,01$ из /8.10/ можно представить, учитывая малость $a^2\Lambda$ /8/, $\mathcal{H}(a^2)$ в виде разложения

$$\mathcal{H}(\rho, T, a^2) \approx \mathcal{H}_0(\rho, T, a_e^2) + \mathcal{H}'_0(a^2 - a_e^2(\rho, T)). \quad /9/$$

Из /8.10/, /4/ $\mathcal{H}'_0(\rho, T) = (d\mathcal{H}(\rho, T, a^2)/da^2)_{a=a_e} = -1/6$. Подставляя /9/ в /7/ и учитывая /2/, /3/, /4/, получаем

$$\Delta\Omega(a_e) \approx -\Lambda a_e^2(\rho, T) / 8. \quad /10/$$

Если очень мало $\delta\rho \rightarrow 0$, то /8/ может выполняться и для $T^{1/5}$ из /6а/, так что пригодны /8.12/, /5/, /6/, но не /8.10/, /2/, /3/. В этом случае $\mathcal{H}'_0 = -3/14$ и

$$\Delta\Omega(a_e) \approx -\Lambda a_e^2(\rho, T) / 11, \quad /11/$$

что мало отличается от /10/.

3. При $T \rightarrow 0$, $\rho > \rho_c(T)$ оценку интеграла в /7/ также удастся провести без численных расчетов, описывая в этом случае поведение $\mathcal{H}(a^2)$ во всей области изменения $0 \leq a \leq a_e(\rho, T)$ несколькими приближенными формулами.

При $a \approx a_e$ и $T \rightarrow 0$ для \mathcal{H} имеем /6/. Для $a \leq a_1$, определяемого условием

$$\lambda_2^{2/5} T^{4/5} < -\omega_0^2(\rho, 0) - a_1^2 \Lambda, \quad /12/$$

$\mathcal{N}(a)$ можно согласно /8.12/, /1а/ представить в виде разложения по T :

$$4\mathcal{N}_2(a)\Lambda \approx -\omega_0^2(\rho,0) - \rho_2 T^2 - a^2\Lambda + T^{4/3}(\lambda_2(-\omega_0^2(\rho,0) - a^2\Lambda))^{2/3} \quad /13/$$

Сама формула /8.12/ пригодна для $a \geq a_2$, определяемого условием

$$\lambda_2 \sqrt{T} > -\omega_0^2(\rho,0) - a_2^2 \cdot \Lambda \quad /14/$$

При $T \rightarrow 0$ /12/, /14/ совместны, и /13/ описывает $\mathcal{N}(a^2)$ при $a_2 < a < a_1$. При дальнейшем уменьшении $a \leq a_3$, определяемого условием

$$\lambda_1 \sqrt{T/2\pi} < -\omega_0^2(\rho,0) - a_3^2 \Lambda \quad /15/$$

для \mathcal{N} из /8.10/, /1а/ получаем разложение по T :

$$4\Lambda \mathcal{N}_1 \approx -\omega_0^2(\rho,0) - \rho_2 T^2 - a^2\Lambda + T^2 \lambda_1^2 (-\omega_0^2(\rho,0) - a^2\Lambda)^2 \quad /16/$$

При $T \rightarrow 0$ и $\rho > \rho_c(T)$ /15/ выполняется и в случае $a \rightarrow 0$ и /6/ справедливо вплоть до $a=0$. Соотношения /12/-/16/, очевидно, аналогичны /8.15-16/. Замечая, что $\lambda_1/\sqrt{2\pi} \approx \lambda_2$, $a_2 \approx a_3$, $\mathcal{N}_2(a_2) \approx \mathcal{N}_1(a_3)$, представим интеграл в /14/ в виде

$$0,5 \left(\int_0^{a^2} \mathcal{N}_1(a^2) da^2 + \int_{\frac{a_e^2}{2}}^{\frac{a_e^2}{2} - \Delta} \mathcal{N}_2(a^2) da^2 + \int_{\frac{a_e^2}{2}}^{\frac{a_e^2}{2}} \mathcal{N}(a^2) da^2 \right), \quad /17/$$

где малая величина $\Delta = c\Delta\rho_c(T)/\Lambda \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$. Последний интеграл здесь можно полагать для оценки $\sim \mathcal{N}_e \Delta$. Вычисляя интегралы в /17/ и подставляя в /7/, получаем при $T \rightarrow 0$ оценку

$$\Delta\Omega(a_e) \approx -\Lambda a_e^4(0)/16 + 3T^{3/2} - 1,5\Lambda^{-1/5} T^{8/5} \quad /18/$$

Здесь мы подставили для k_0^2 , β , γ их значения /8.1/.

Зная $\Delta\Omega(\rho, T, a_e)$, нетрудно по обычным формулам получить изменение энергии ΔE , энтропии ΔS , теплоемкости ΔC . Поведение ΔS при $T \rightarrow 0$ находим из /18/:

$$\Delta S(\rho, T, a_e) \approx -9T^{1/2}/2 + 2,4\Lambda^{-1/5} T^{0,6} \quad /19/$$

Как и следует, $\Delta S < 0$ и $\Delta S \rightarrow 0$ при $T \rightarrow 0$.

Итак, расчет, проделанный нами с $\oint_{\pi\pi}^{\hat{a}} a$ /8.2а/, приводит к тому, что при $\rho > \hat{\rho}_c(T)$ /8.17а/ имеет лишь одно решение $a_e(\rho, T)$, соответствующее минимуму $\Delta\Omega(a_e(\rho, T)) \leq 0$, т.е. устойчивому рав-

новесию. На рис. 3 в^{8/} мы иллюстрировали такую ситуацию кривой /1/. Как нетрудно убедиться, качественно такой же результат можно получить и для ряда других наборов Λ_i в /8.2в/. Однако возможна и иная картина, как мы убедимся в следующем разделе.

III. ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД I РОДА

1. Для исследования качественно иной по сравнению с предыдущим разделом возможности проведем расчет с $\hat{\phi}_{\pi\pi}^a$ /8.2б/. Положим в этом разделе для примера, что поле $\vec{\phi}^a$ выбрано в виде /8.18а/. /Выбор $\vec{\phi}^a$ в виде /18б/ не изменил бы качественно последующих результатов/. Тогда после вычисления среднего в /8.17а/ войдет $\langle(\vec{\phi}^a)^2 \cdot (\vec{\phi}^a)^2\rangle = 3a^4/8$ и

$$(\partial\Omega/\partial a_e) = \omega_0^2 a_e + 5\Lambda a_e \mathcal{N}(\rho, T, a_e) + a_e^3 \Lambda^3/8. \quad /20/$$

Для $\hat{\phi}_{\pi\pi}^a$ /8.2б/

$$P_\nu^a = a^2 \Lambda + 2\Lambda \langle(\phi_\nu^a)^2\rangle. \quad /20а/$$

Для изосимметричной среды разумно положить $\langle(\phi_\nu^a)^2\rangle = \langle(\vec{\phi}^a)^2\rangle/3 = a^2/3$. Тогда в /8.10/, /8.12/

$$\tilde{\omega}(\rho, T) = (\omega_0^2(\rho, T) + 4\mathcal{N}(\rho, T)\Lambda + 5a^2\Lambda/3)^{1/2}. \quad /20б/$$

Когда пригодно /8.10/, получаем после исключения \mathcal{N} из /8.10/, /20/, /20а/ уравнение для равновесного $a_e(\rho, T)$:

$$\Lambda T 5\sqrt{5} k_0^2(\rho, T) = (1 - \frac{3}{8}x) (\frac{41}{6}x - 1)^{1/2} 2\pi\sqrt{\gamma} (-\omega_0^2(\rho, T))^{3/2}, \quad x = \frac{a^2\Lambda}{-\omega_0^2(\rho, T)}. \quad /21/$$

Если пригодно /8.12/, $a_e(\rho, T)$ определяется из

$$25\sqrt{5} T \Lambda^2 \beta k_0^2(\rho, T) = (1 - \frac{3}{8}x) (\frac{41}{6}x - 1)^{3/2} 12\sqrt{\gamma} (-\omega_0^2(\rho, T))^{5/2}. \quad /22/$$

Уравнения /21/, /22/, очевидно, могут иметь лишь решения, лежащие в пределах

$$0 < -\omega_0^2(\rho, T) \cdot 6/41 < a^2\Lambda < -\omega_0^2(\rho, T) \cdot 8/3, \quad /23/$$

т.е. решения $a_e = 0$ заведомо нет и конденсатное поле может возникать только скачком, начиная с конечного значения, что соответствует фазовому переходу I рода. Уравнения /21/, /22/ имеют решения для $-\omega_0^2 \geq \omega_p^2$, которое для /21/ определяется

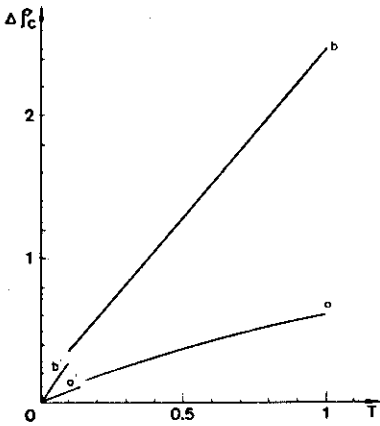


Рис.2. Зависимость $\Delta\rho_c(T)$ для перехода I рода. Кривые a, a' получены с $\Lambda=0,1$, а b, b' - с $\Lambda=0,5$. Кривые a, b рассчитаны по формулам /8.10/, /21/, а кривые a', b' - по формулам /8.12/, /22/.

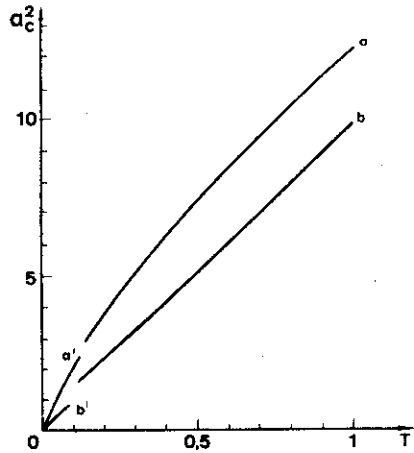
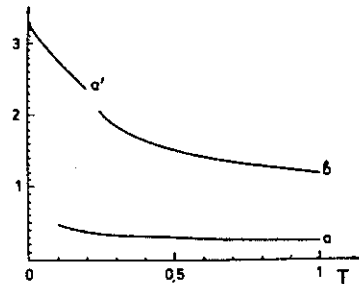


Рис.3. Скачок квадрата амплитуды конденсатного поля $a_c^2(T)$ в зависимости от T. Кривые a, b, a', b' получены при тех же условиях, что и соответствующие кривые на рис.2.

Рис.4. Зависимость от температуры величин, определяющих области применимости наших расчетов: $\tilde{\omega}_c^2(T)/2\pi T$ /кривые a, b / и $\tilde{\omega}_c^2(T)/T$ /кривая a' /. Кривые a, b, a' получены при тех же условия, что и соответствующие кривые на рис.2,3.



из /21/ при $x=364/369$, а для /22/ - из /22/ при $x=340/205$. При $-\omega_0^2 = \omega_p^2 \partial\Omega/\partial a^2 = 0$ лишь при одном $a^2 = a_p^2 = x\omega_p^2$ и на кривой $\Delta\Omega(a^2)$ появляется точка перегиба /см. ^{p/8/} рис.3, кривая 2a/. При $-\omega_0^2 > \omega_p^2$ уравнения /21/, /22/ имеют, как легко убедиться, два решения: одно соответствует максимуму $\max\Delta\Omega(a^2)$, а другое - минимуму $\min\Delta\Omega(a^2)$. /См. рис.3^{8/}, кривые 2б-2г/. Используя в этом разделе /8.2б/, /8.18а/, из /8.20/ получим

$$\Delta\Omega(a_e^2) = \omega_0^2(\rho, T) a_e^2(\rho, T) / 2 + a_e^4(\rho, T) / 32 + \int_0^{a_e} a \mathcal{L}(\rho, T, a) da. \quad /24/$$

Плотность ρ , при которой кривая $\Delta\Omega(\rho, T, a_e^2)$ коснется горизонтальной оси, т.е. станет $\min\Delta\Omega(\rho, T, a_e^2) = 0$, и есть та критическая плотность $\tilde{\rho}_c(T) = \rho_c(T) + \Delta\rho_c(T)$, при которой в системе скачком появится конденсатное поле /кривая 2в на рис. 3^{8/}/. $a_e(\tilde{\rho}_c(T)) = a_c$. Согласно этому условию определяем $\Delta\rho_c(T)$, используя /23/ и уравнения /8.10/, /21/ или /8.12/, /22/. Для справедливости нашего подхода необходимо, чтобы при интересующей нас температуре T и плотности $\rho_c(T) = \rho_c(T) + \Delta\rho_c(T)$ величина $\tilde{\omega}_c^2(\tilde{\rho}_c(T), T) \approx \tilde{\omega}_c^2(T)$ удовлетворяла условиям, сформулированным в разделах III, IV^{8/}. Поэтому мы вычислили и привели на рис. 2-4 изменения $\Delta\rho_c(T)$, скачок квадрата амплитуды конденсатного поля $a_e^2(T)$ при $\tilde{\rho}_c(T) = \rho_c(T) + \Delta\rho_c(T)$, а также и величину $\tilde{\omega}_c^2(T)$. Как видим, расчеты по формулам /8.10/, /21/ с $\Lambda = 0,1$ дают при $0,1 \leq T \leq 1$ $\tilde{\omega}_c^2 \ll 2\pi T$ /кривая а на рис. 4/. Поэтому /8.10/, /21/ пригодны для расчета $\Delta\rho_c(T)$, $a_e^2(T)$ при $0,1 < T \leq 1$ с $\Lambda = 0,1$; эти результаты представлены кривыми а на рис. 2, 3. При этих T расчет с $\Lambda = 0,5$ дает уже $\tilde{\omega}_c^2 \leq 2\pi T$, а при больших Λ условие применимости /8.10/, /21/ тем более не выполнено. Следовательно, наши приближения справедливы для оценок $\Delta\rho_c(T)$, $a_e^2(T)$ при $0,1 < T \leq 1$ лишь для $\lambda \leq 0,5$. Из рис. 4 заключаем также, что при достаточно малых $T \ll 0,1$ формулы /8.12/, /22/ пригодны для расчетов $\Delta\rho_c(T)$, $a_e^2(T)$ с $\Lambda = 0,1$ /кривые а' на рис. 2-4/, так как при этом выполнено условие $T < \tilde{\omega}_c^2(T) < 1$. Для больших Λ это условие не выполняется; уже для $\Lambda = 0,5$, $T \leq \tilde{\omega}_c^2(T) \sim 1$ при $T < 0,1$ /кривые б' на рис. 2-4/. Следовательно, для всех $T \leq 1$ в наших приближениях можно делать оценки $\Delta\rho_c(T)$, $a_e^2(T)$ лишь для $\Lambda \leq 0,5$. Из рис. 2, 3 заключаем, что наличие флуктуаций пионного поля вызывает увеличение критической плотности на величину $\Delta\rho_c(T)$, быстро растущую с температурой. Растет с температурой и критическое конденсатное поле $a_e^2(T)$. При этом для достаточно больших $\Delta\rho_c(T) \geq 1$ $a_e^2 \Lambda \sim c \Delta\rho_c(T)$, т.е. примерно тому же значению, которое получилось бы при этой плотности $\rho = \rho_c(T) + \Delta\rho_c(T)$ для фазового перехода II рода при критической плотности $\rho_c(T)$. Все сделанные нами расчеты, как отмечалось выше, имеют целью лишь качественно представить общую физическую картину поведения ядерной среды при большой плотности и температуре.

IV. Обсуждение физических результатов

1. Главный вывод нашей работы состоит в том, что вблизи критической точки пионной конденсации должны возникать сильные флуктуации пионного поля, обусловленные появлением мягкой моды, $\omega_0^2 \rightarrow 0$. Флуктуации начинают нарастать задолго до "старой" /рассчитанной без их учета/ критической точки и достигают максимума при $\tilde{\omega}_c^2 = 0$. Используя приведенные выше формулы и учиты-

вая флуктуации по теории возмущений, нетрудно найти область параметров, где теория Ландау фазовых переходов II рода применима. При "низких" температурах, $T \ll \omega_0^2$, из /8.12/ имеем $\Pi^\pi \sim T^2/\omega_0^3$, т.е. флуктуации незначительны ($\tilde{\omega}^2 \sim \omega_0^2$) при

$$T \ll \omega_0^{5/2} \quad /25/$$

При "высоких" температурах, $T \gg \omega_0^2$, из /8.10/ имеем $\Pi^\pi \sim T/\omega_0$ и условие малости флуктуаций никогда не выполняется. Таким образом, теория Ландау, на которой до сих пор основывались все расчеты критических параметров пионной конденсации, становится неприменимой вблизи критической точки при $\omega_0^2 \rightarrow 0$. Этот качественный вывод подтверждается нашими численными расчетами. Как видно из рис. 1 и 2, область сильных флуктуаций, мерой которой является величина $\Delta \rho_c(T)$, быстро расширяется с увеличением температуры.

2. Сильные флуктуации приводят к нескольким важным физическим следствиям. Прежде всего, они влияют на характер самого фазового перехода. Из общих соображений ясно, что фазовый переход, если он вообще произойдет, должен начаться в области, где флуктуации не очень велики /старая критическая точка/, но и не очень малы, так как в противном случае в области /5/ должна работать теория Ландау. При удалении от критической точки формулы для амплитуды конденсатного поля и выигрыша энергии должны переходить в формулы теории Ландау.

Как следует из нашего рассмотрения, характер фазового перехода существенно зависит от модели $\pi\pi$ -взаимодействия. В зависимости от ее выбора получается переход либо I, либо II рода. Самосогласованное рассмотрение, при котором параметризация /8.1/ пионного пропагатора остается справедливой ($\tilde{\omega}^2 \ll 1$) в критической точке, оказывается возможным лишь при малых $\Lambda \sim 0.1$. При $\Lambda \sim 1$ $\tilde{\omega}_c^2$ становится больше 1 и наши приближения теряют смысл.

В этой работе мы вовсе не касались случая притягательного, $\Lambda < 0$, взаимодействия, когда флуктуации не мешают, а помогают фазовому переходу. Конечно, такое рассмотрение имеет смысл лишь в том случае, если в терминах формул /8.2в/ $\Lambda_1 > 0$, а $\Lambda_3 < 0$, в противном случае система абсолютно неустойчива относительно неограниченного роста a^2 . Ясно, что в случае $\Lambda_3 < 0$ флуктуации приведут к тому, что фазовый переход произойдет при меньшем $\tilde{\rho}_c(T)$, чем $\rho_c(T)$ /т.е. без учета флуктуаций/, однако для выяснения характера перехода требуется специальное исследование.

Разумеется, дальнейшие исследования π -конденсации требуют привлечения всего арсенала современной теории фазовых переходов, включая критические индексы, масштабную инвариантность и т.д.

3. Полученные результаты позволяют по-новому взглянуть на способы обнаружения пионной конденсации при столкновениях тяжелых ионов высоких энергий.

До сих пор в качестве тестов пионной конденсации при столкновениях тяжелых ионов рассматривались: 1/ возникновение в области фазового перехода двух ударных волн^{/9/} вместо одной в нормальной фазе и 2/ пороговое возрастание тепловой энергии и температуры вещества, а, следовательно, и множественности "тепловых" π -мезонов, связанное с появлением новой, энергетически более выгодной фазы^{/10/}. Однако ни один из этих способов нельзя считать надежным. Первый - потому, что размеры ядер недостаточно велики, чтобы в них могли распространяться ярко выраженные ударные волны. Второй - потому, что в области плотностей и температур, достигаемых в ударных столкновениях, выигрыш энергии от пионной конденсации оказывается очень незначительным: 10 МэВ на нуклон, как можно заключить из расчетов в разделах I и II /см. также^{/11/} /.

Нам представляется более обещающим искать фазовый переход по сопровождающим его флуктуациям пионного поля. Эти флуктуации возникают как следствие наличия "мягкой моды" пионных возбуждений и всегда велики вблизи критической точки независимо от величины выигрыша энергии от новой фазы.

Это должно привести к нескольким наблюдаемым эффектам. Прежде всего ясно, что из-за флуктуации вблизи критической точки существенно меняется поведение всех термодинамических величин, в частности, при переходе к критической точке должна резко возрастать теплоемкость системы. Поэтому, когда внесение в систему энергии сопровождается уплотнением вещества, т.е. происходит приближение к критической точке, температура системы возрастает гораздо медленнее, чем для идеального газа, и выходит на насыщение. Следовательно, при столкновениях тяжелых ионов в определенном интервале энергий столкновения, отвечающих окрестности фазового перехода, мы ожидаем замедления роста температуры и множественности тепловых π -мезонов в противоположность утверждению работы^{/10/}.

Кроме того, появление сильных флуктуаций должно приводить к увеличению эффективного взаимодействия частиц с ядерным веществом^{/11/}, а также к появлению максимумов в двухчастичных корреляционных функциях вторичных частиц при относительных импульсах $\sim k_0$.

Все эти вопросы требуют дальнейшего изучения.

В заключение авторы благодарят С.Т.Беляева, Н.Е.Вейна, Д.Н.Воскресенского, Э.Е.Саперштейна, В.А.Ходеля за критические замечания и полезное обсуждение, а Н.Н.Серебрякова за помощь при оформлении работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1971, 61, с.2209; ЖЭТФ, 1972, 63, с.1993; Мигдал А.Б., Маркин О.А., 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. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р4-11755, Дубна, 1978; ЯФ, 1978, 30, с.258.
5. Ruck V., Gyulassy M., Greiner W. Z.Phys., 1976, A277, p.391; Hecking P. Nucl.Phys., 1980, A348, p.493; Wakamatsu M., Nagashi A. Progr.Theor.Phys., 1980, 63, p.1688; Baum G. Nucl.Phys., 1981, A352, p.365.
6. Воскресенский Д.Н., Мишустин И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1978, 28; с.486.
7. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, Р2-12518, Дубна, 1979; ЯФ, 1980, 31, с.1186; Int. Conf. on Extreme States in Nucl. Systems, Dresden, 1980, abstr., p.14.
8. Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н. ОИЯИ, Р2-81-921, Дубна, 1981.
9. Galitsky V.M., Mishustin I.N. Phys.Lett., 1978, 52B, p.285.
10. Buchwald G. et al. Proc. of the Int. Conf. on Extreme States in Nucl.Syst., Dresden, 1980, v.2, p.23.
11. Gyulassy M. Nucl.Phys., 1981, A354, p.395.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июля 1981 года.