

2.12/83



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

10/1-83

P2-82-696

Г.Г.Бунатян

СВОЙСТВА ЯДЕРНОГО ВЕЩЕСТВА
ВБЛИЗИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ
ПИОННОЙ КОНДЕНСАЦИИ

1982

I. ВВЕДЕНИЕ

Неустойчивость пионного поля в ядерном веществе большой плотности может приводить к его перестройке с образованием пионного конденсата^{/1-3/}. Как было установлено в^{/4-6/}, смягчение пионной степени свободы при достаточно большом импульсе $k \sim k_c \sim p_F(\rho_0)$ вблизи критической точки пионной конденсации /далее - КТПК/, т.е. при плотности $\rho \sim \rho_c(T)$, приводит к тому, что становятся крайне существенными $\pi\pi$ -взаимодействие и эффекты, нелинейные по пионному полю, то есть ангармонизм пионных возбуждений в среде. Важно, что функция Грина пиона $\mathcal{D}(\omega, \vec{k}, \rho, T)$ при $\rho \sim \rho_c(T)$, $k \sim k_c$, $\omega \sim 0$ имеет не простой полюс, а логарифмическую точку ветвления, и определена на комплексной плоскости с разрезами по действительной оси. Если у поляризационного оператора пиона $\Pi(\omega, \vec{k})$ положить $\text{Im } \Pi = 0$, то приходим к системе с ротонным спектром^{/7/}. Используя полученные в^{/4-6/} результаты для \mathcal{D} -функции пиона, в предыдущей работе^{/8/} мы исследовали при различных температурах особенности собственно-энергетической части нуклона Σ^N и Λ -изобары Σ^Λ вблизи КТПК, обусловленные близостью к неустойчивости пионного поля. В настоящей работе обсудим физические следствия полученных в^{/8/} результатов. Как убедимся, особенности пионного поля вблизи КТПК приводят к существенному изменению свойств ядерного вещества, что в ряде случаев должно наблюдаться на опыте. В частности, описание ядерного вещества в терминах квазичастиц^{/11,12/} вблизи КТПК непригодно. Изменение свойств нуклонов и Λ -изобар, в свою очередь, оказывает обратное влияние на пионную степень свободы, изменяя поляризационный оператор пиона Π , так, что становится невозможным достижение полной неустойчивости пионного поля - наличие решений $\omega^2(k) \leq 0$ уравнения $\mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}, \rho, T) = 0$. Этот результат был установлен нами ранее и в^{/5,6/} как следствие $\pi\pi$ -взаимодействия и флуктуаций пионного поля вблизи КТПК.

II. ФИЗИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Проведенные в^{/8/} исследования позволяют сделать ряд заключений о свойствах ядерного вещества вблизи КТПК.

1. Мы установили, что из-за особенностей Σ и ее производных вблизи КТПК исчезает ветвь одночастичных возбуждений в ядерном веществе; в нем нет квазичастиц. При $T \neq 0$ это происходит для

$p \leq k_c \cdot 2, p \sim p_F$. При $T \neq 0$ квазичастиц нет ни при каких p, ϵ . При этом для $T=0$ затухание Γ квазичастиц у границы Ферми оставалось бы конечным. Наш результат для $T=0$ совершенно иной, нежели полученный в [10], где приближенные численные расчеты при $T=0$ не выявили у $(\partial \Sigma / \partial \epsilon)_F$ никаких особенностей вблизи КТПК; для $T \neq 0$ расчеты не проводились в [9, 10].

2. Волновые функции состояний ядерного вещества очень сложны, имеют много различных компонент, среди которых в общем случае есть квазичастичная компонента $\bar{\psi}_N |0\rangle$ и компонента, соответствующая состоянию "Квазичастица плюс пионное возбуждение"

$(\bar{\psi}_N \phi_0^\pi) |0\rangle$, входящие в Φ с весами c_1 и c_2

$$\Phi = c_1 \bar{\psi}_N |0\rangle + c_2 (\bar{\psi}_N \phi_0^\pi) |0\rangle + \dots \quad /1/$$

Вблизи КТПК вес квазичастичной составляющей в Φ убывает, $c_1 \rightarrow 0$, зато возрастает $c_2 \rightarrow 1$. Наличие в веществе "мягких пионов", сильно взаимодействующих с нуклонами, делает коллективное состояние "Квазичастица + пион" наиболее предпочтительным. Добавление к системе вблизи КТПК одного нуклона ведет к возникновению такого состояния, а не к появлению одноквазичастичного возбуждения. Наличие в среде "мягких пионов" приводит к усилению эффективного взаимодействия нуклонов со всей средой; связываясь с "мягкими пионами", нуклоны "растворяются" в такой среде, стремится к нулю спектроскопический фактор, $a \rightarrow 0$. "Обрастая" пионными возбуждениями; фермионы приобретают бесконечную эффективную массу, $m^* \rightarrow \infty$. Такими свойствами обладает, конечно, не только ядерное вещество вблизи КТПК. Наиболее хорошо известным примером подобного рода явлений, разумеется, лишь для иллюстрации их общих черт, может служить "инфракрасная катастрофа" в электродинамике. Сходные явления в системе с роторным спектром исследовались в [7]. В ядерной спектроскопии отсутствие квазичастичных возбуждений может наблюдаться в "мягких переходных ядрах", в которых "смягчены" квадрупольные фононы, и потому состояния "квазичастица + 2^+ фонон" заменяют квазичастичные состояния у границы Ферми. Во всех таких явлениях, при всем своеобразии каждого из них, появление особенностей у какой-либо коллективной моды влечет за собой принципиальное изменение свойств квазичастиц из-за их связи с этой модой.

3. Из приведенных только что рассуждений ясно, что, согласно результатам наших исследований, длина свободного пробега нуклона в ядерном веществе вблизи КТПК уменьшается, $\ell \rightarrow 0$. Это может проявиться в столкновениях тяжелых ядер большой энергии, если достигаются плотности, близкие к критическим, $\rho \sim \rho_c(T)$.

4. Хотя в обычных ядрах пионный конденсат отсутствует [15], близость их к КТПК до сих пор отнюдь не исключается. Исследованию этого вопроса посвящено очень много работ [см., например, обзоры [16, 17]], где предлагаются различные опыты для ее обнаружения, что возможно, если $\tilde{\omega}^2 \ll \epsilon_F^2 - \mu^2 \approx 0,1$. Согласно нашим исследованиям, спектроскопический фактор $a \rightarrow 0$, а эффективная масса $m^* \rightarrow \infty$. Если бы обычные ядра были близки к КТПК: при $\rho = \rho_0$ было бы $\tilde{\omega}^2 \ll \mu^2 \approx 0,1$, то было бы $a \ll 1$, а $m^* \gg m$. Но многочисленные опытные данные, полученные в обычной ядерной физике низких и средних энергий, в частности, в реакциях однонуклонных передач [см., например, [18]], несомненно, свидетельствуют о том, что в обычных ядрах $a \approx 1$, $m^* \approx m$. Следовательно, они не могут быть близки к КТПК, $\tilde{\omega}^2$ в них еще не слишком мала: $\tilde{\omega}^2 \geq \mu^2$. Разумеется, эта интересная проблема требует дальнейших исследований, и тем более необходимо проведение дальнейших опытов, например, предлагаемых в [10], и их тщательный анализ.

5. В настоящее время обсуждается возможность перехода ядерного вещества в кварк-глюонную фазу [см., например, [19]]. В свете наших результатов ясно, что само по себе исчезновение в ядерном веществе при большой плотности и температуре нуклонов не является еще свидетельством перехода в кварк-глюонную фазу. Приближение к КТПК приведет к такому же результату.

6. Особенности $\Sigma, \partial \Sigma / \partial \epsilon$ вблизи КТПК определяют термодинамические свойства ядерного вещества. Мы исследуем их подробно в следующей работе, а здесь лишь покажем, какой вклад в термодинамические величины возникает при малых $T < \mu$ из-за расходимости $(\partial \Sigma / \partial \epsilon)_F$ вблизи КТПК. Зависящую от T часть термодинамического потенциала можно записать [13] в виде

$$\Omega(T) = - \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{\pi} \text{Im} \ln(-\mathcal{G}^{-1}(\xi, \vec{p}, \rho, T)) n(\xi).$$

Отсюда, используя обычное преобразование таких интегралов при $T < \mu$, получаем для энтропии S и теплоемкости C_V вблизи КТПК

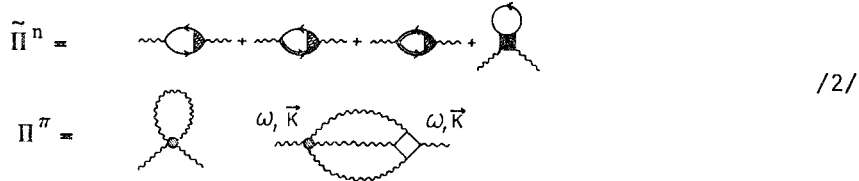
$$S = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial T} \right)_\mu \approx T m^* p_F / 6, \quad C_V \approx S,$$

т.е. они растут $\sim \tilde{\omega}^{-1}$ при $\tilde{\omega} \rightarrow 0$. Растет и вклад в S, C_V от пионных степеней свободы, как отмечалось в [5]. Из-за этого может замедлиться или даже прекратиться вовсе рост T уплотненного ядерного вещества, получаемого в столкновениях тяжелых ядер, с ростом энергии столкновений, если достигается плотность $\rho \sim \rho_c(T)$. Указания на это есть в [20].

7. При достаточно большой T вблизи КТПК из-за роста Σ^N , Σ^Δ может стать несущественным различие между Δ -изобарой и нуклоном, и произойдет обогащение ядерного вещества Δ -изобарами, что может привести к наблюдаемым на опыте эффектам. Как мы установили, $\Sigma^{N,\Delta} \rightarrow -\infty$ при $\tilde{\omega} \rightarrow 0$. Это значит, что вблизи КТПК при большой T энергия связи частиц в ядерном веществе может расти. Уплотненное ядерное вещество с большой T , $\rho \sim \tilde{\rho}_c(T)$, полученное в столкновениях тяжелых ядер, может быть достаточно устойчивым по отношению к испусканию отдельных барионов.

III. ПИОННОЕ ПОЛЕ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ ВБЛИЗИ КТПК

1. Вернемся теперь к исследованию пионного поля. Рассмотрим обратное влияние установленного нами изменения свойств ядерного вещества вблизи КТПК на пионное поле. В скелетные диаграммы, определяющие поляризационный оператор пиона $\Pi = \Pi^N + \Pi^\pi$,



входят полные функции Грина \mathcal{G} , \mathcal{G}^Δ , содержащие исследованные ранее^{/8/} поправки от взаимодействия с пионным полем. Следовательно, теперь /2/ есть сложное уравнение для Π не только из-за наличия Π^π , как было в^{/5,6,7/}, но и потому, что теперь и Π^N также зависит от полного \mathcal{D} . Используя для \mathcal{D} вблизи КТПК обычную^{/1-6/} аппроксимацию, можно из /2/ получить уравнение для $\tilde{\omega}$ вместо соответствующего уравнения из^{/5,6,7/}, учитывая, что теперь от $\tilde{\omega}$ зависит и $\Pi^N(\tilde{\omega})$, а не только $\Pi^\pi(\tilde{\omega})$. В общем случае зависимость $\Pi^N(\tilde{\omega})$ очень сложна, но если не учитывать зависимости от $\tilde{\omega}$ полной вершины \mathcal{J} в /2/, как и делалось до сих пор, то $\Pi^N(\tilde{\omega})$ вблизи КТПК можно представить в простом виде, как это сделано ниже. Для вычисления /2/ заметим, что точное равенство $\tilde{\omega} = 0$ не достигается ни при каких ρ , как мы получили в^{/5,6,7/} и еще раз убедимся в этом ниже. Фазовый переход^{/5,6/} происходит при $\tilde{\omega}_c \neq 0$. Как уже отмечалось, близость к КТПК означает уменьшение $\tilde{\omega}$, но не точное равенство $\tilde{\omega} = 0$. Поэтому при вычислении Π /2/ еще допустимо квазичастичное приближение для нуклонов и Δ -изобар. В прежних формулах для Π^N в^{/1-6/} надо заменить m на m^* и \mathcal{G} , \mathcal{G}^Δ на $a\mathcal{G}$, $a\mathcal{G}^\Delta$.

2. С учетом всего вышесказанного

$$\tilde{\Pi}^N \sim (am^*/m) \Pi^N \sim a\Pi^N,$$

/3/

где Π^N - "старое" выражение с $m^* \approx m$, $a=1$. Для a , m^* используются оценки /12/, /12a/ из^{/8/}. Отсюда для $\tilde{\omega} = \mathcal{D}^{-1}(0, \vec{k}_c, \rho, T)$ вместо уравнений из^{/5,6/} получаем теперь вблизи КТПК

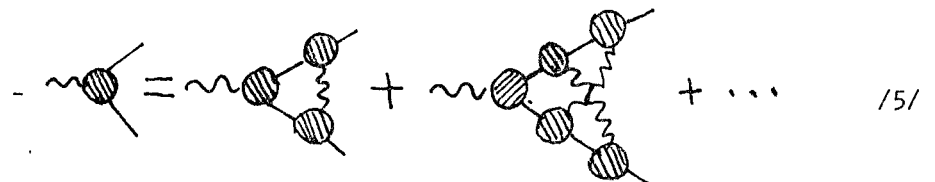
$$\tilde{\omega}^2 = 1 + k_c^2 + a[\omega_0^2 - 1 - k_c^2] + \Pi^\pi, \quad \omega_0^2 = c(\rho_c(T) - \rho),$$

$$(h = c - m_\pi = 1) \quad a \approx \tilde{\omega} d = \tilde{\omega} p_F (2\pi)^2 \sqrt{\gamma} / (3f^2 \pi m k_c^3). \quad /4/$$

Как было установлено в^{/5,6/}, Π^π расходится при $\tilde{\omega} \rightarrow 0$ для $T \neq 0$, что делает невозможным $\tilde{\omega}^2 \leq 0$. Но из /4/ ясно, что теперь и без Π^π , т.е. и без $\pi\pi$ -взаимодействия в среде, $\tilde{\omega}^2 > 0$ при всех ρ и T , в том числе и при $T=0$. Уравнение $\mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}) = 0$ может иметь решения $\omega^2(\vec{k}) \leq 0$, очевидно, лишь при $\tilde{\omega}^2 \leq 0$, но это, как видим, невозможно. Итак, мы еще раз убедились, что, как уже ранее было установлено в^{/5,6,7/}, наличие решений $\omega^2(\vec{k}) \leq 0$ уравнения $\mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}, \rho, T) = 0$, т.е. полной неустойчивости пионного поля, не может быть критерием π -конденсации. Термодинамические условия π -конденсации исследовались в^{/5,6,7/}.

3. Проведенные нами здесь и в предыдущих работах^{/5,6,8/} исследования ядерного вещества вблизи КТПК нельзя, разумеется, полагать исчерпывающими. Мы лишь качественно описали в изотопически-симметричном ядерном веществе основные особенности π -мезонного и нуклонного полей вблизи КТПК, а также получили и исследовали в упрощенной модели, не учитывающей результатов данной работы, термодинамические условия π -конденсации^{/5,6,7/}. Учет отличия /4/ от уравнения для $\tilde{\omega}$ в^{/5,6,7/} не приведет к существенному изменению вычисления $\tilde{\rho}_c(T)$ в^{/5,6,7/}, т.к. в /4/ расходящиеся при $\tilde{\omega} \rightarrow 0$ члены содержат лишь Π^π , учтенный в^{/5,6,7/}.

Чтобы не только выявить основные черты изучаемых явлений, но и вполне последовательно и согласованно описать пионную конденсацию и свойства ядер вблизи КТПК, необходимо прежде всего совместно вычислить собственно-энергетические части барионов и пиона, а также и все полные вершинные части \mathcal{J} , входящие в /2/. При этом, разумеется, необходимо учитывать, что в \mathcal{J} входят диаграммы, содержащие полные пионные \mathcal{D} -функции



Именно они наиболее важны вблизи КТПК. Как видим, \mathcal{J} определяется интегральным уравнением с бесконечным числом членов в правой части. Аналогичные задачи, возникавшие и в иных областях физики, в ряде случаев удавалось успешно разрешить, например, при изуче-

нии "инфракрасной катастрофы" в электродинамике. Используемый для этого метод ренормализационной группы^{/21/} может быть применен для развития последовательного подхода к проблеме пионной конденсации.

В настоящее время, выявив и исследовав здесь и в^{/4-6/} основные особенности пионного и нуклонного полей, мы получили в общих чертах правильную качественную физическую картину поведения ядерного вещества вблизи КТПК, в чем и состояла наша цель.

Автор благодарен за полезные обсуждения В.А.Ходелю, Н.И.Пятову, Ф.А.Гарееву.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1971, 51, с.2209; ЖЭТФ, 1972, 63, с.1933; 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. ЯФ, 1980, 31, с.1186.
5. Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н. ОИЯИ, P2-81-291, P2-81-500, Дубна, 1981; ЯФ, 1982, 36, с.1121.
6. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P2-82-260, P2-82-261, P2-82-262, Дубна, 1982.
7. Бразовский С.А. ЖЭТФ, 1975, 68, с.175; Дюгаев А.М. ЖЭТФ, 1976, 70, с.2390.
8. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P2-82-695, Дубна, 1982.
9. Дюгаев А.М. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.919.
10. Oset E., Palanques-Mestre A. Nucl.Phys., 1981, A359, p.289.
11. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, М., 1962.
12. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.
13. Luttinger J.M., Word J.C. Phys.Rev., 1960, 118, p.1417; Luttinger J.M. Phys.Rev., 1960, 119, p.1153; 1961, 121, p.942.
14. Gudima K.K., Iwe H., Toneev V.D. Journ.Phys.G: Nucl.Phys., 1979, 5, p.229.
15. Троицкий М.А., Колдаев М.В., Чекунаев Н.И. ЖЭТФ, 1977, 73, с.1258; Butsev V.S., Chultem D. Phys.Lett., 1977, 67B, p.33; Dey W. et al. Helv.Phys.Acta, 1976, 49, p.778.
16. Борзов И.Н. и др. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.848.
17. Meyer-ter-Vehn J. Phys.Rep., 1981, 74, p.325.
18. Austern N. Direct Nuclear Reactions Theories. N.Y., 1970; Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971.
19. Shuryak E.V. Phys.Rep., 1980, 61, p.72.
20. Nagamiya S. et al. Phys.Lett., 1979, 84B, p.147; Preprint LBL-12123, 1981.
21. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. Гостехиздат, М., 1957.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 сентября 1982 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д13-11182	Труды IX Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1977.	5 р. 00 к.
Д17-11490	Труды Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1977.	6 р. 00 к.
Д6-11574	Сборник аннотаций XV совещания по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 1978.	2 р. 50 к.
Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бунатян Г.Г. P2-82-696
Свойства ядерного вещества вблизи критической точки
пионной конденсации

Исследование методами квантовой статистики при различных температурах собственно-энергетических частей нуклона и Δ -изобары показывает, что вблизи критической точки пионной конденсации принципиально меняются свойства ядерного вещества; в частности, в нем нет одноквазичастичных состояний. Обсуждаются физические следствия полученных результатов и возможность их обнаружения на опыте. Показано, что обратное влияние изменения свойств нуклонов и Δ -изобар на пионное поле, в свою очередь, приводит к существенному изменению его свойств, в частности, делает невозможным при любой плотности и температуре обращение в нуль частоты пионной моды.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1982

Bunatian G.G. P2-82-696
The Properties of Nuclear Matter nearby the Pion Condensation
Critical Point

The nucleon and Δ -isobar selfenergy-part investigations by means of the quantum statistical methods gives evidence that the nuclear matter properties changes totally near by the pion condensation critical points; in particular, there are no onequasiparticle states in nuclear matter. The physical consequences of the obtained results and the possibility of its experimental observations are discussed. It is demonstrated that the nucleon and Δ -isobar properties changes reverse influence on the pion field leads, in its turn, to a decisive change of its properties, in particular, makes impossible for any temperature and density the reducing to zero of the pion mode frequency.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.