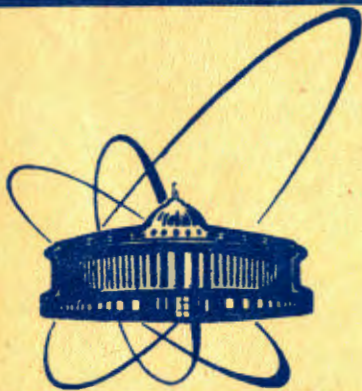


18/11/84



**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P2-84-189

Г.Г.Бунатян

**К ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ
ПИОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ
В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ**

1984

I. ВВЕДЕНИЕ. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ ПИОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

1. В последние годы все больший интерес вызывает исследование столкновений тяжелых ядер высокой энергии, $E/A \geq 1$ ГэВ на нуклон. В этих процессах возможно получение ядерного вещества с плотностью, существенно превосходящей обычную, $\rho \geq 2 \div 3\rho_0$, и нагретого до высокой температуры $T \sim m_\pi c^2 = 1^{1/4}$ /далее используем систему единиц $c = \hbar = m_\pi = 1/$. Для исследований такого уплотненного и нагретого ядерного вещества представляется разумным его статистическое описание, как делается и при исследованиях конденсированных сред. Ядерной среде приписываются определенная плотность и температура, и предметом исследования становятся ее термодинамические величины: термодинамический потенциал Ω , энтропия S , теплоемкость C_V , плотность коллективных возбуждений и т.п. Разумеется, нельзя полагать такое описание строго обоснованным для конечной, сравнительно небольшой системы, но определенные основания для этого в столкновениях тяжелых ядер высокой энергии есть. К тому же какое-либо иное, нестатистическое описание таких ядерных систем не представляется возможным. В Ω , S , C_V , E при больших ρ , T вносят вклад не только нуклонные, но и иные степени свободы: различные мезонные и резонансные и т.д. В первую очередь надо учесть вклад пионных возбуждений, т.к. пион является легчайшей ядерной частицей, а увеличение ρ ведет к смягчению пионной степени свободы^{1/2/}.

2. Плотность пионных возбуждений и их вклад в $S(\rho, T)$ выражаются в общем виде^{3,4/} через поляризационный оператор Π и функцию Грина пиона в ядерном веществе

$$\rho_\pi(\rho, T) = 3 \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{\chi(\xi) w(\xi)}{\pi} \right\}_{\xi=0} + \int_0^\infty \frac{d\xi}{\pi} \chi(\xi) \frac{\partial w(\xi)}{\partial \xi}, \quad \chi(\xi) = (e^{\xi/T} - 1)^{-1}, \quad /1/$$

$$S(\rho, T) = 3 \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \int_0^\infty \frac{d\xi}{\pi} s(\xi) \frac{\partial w(\xi)}{\partial \xi}, \quad s = (1 + \chi) \ln(1 + \chi) - \chi \ln \chi, \quad /2/$$

$$w = \text{Im} \ln[-\mathcal{I}^{-1}(\xi - i0, \vec{k}, \rho, T)] + \text{Im} \Pi(\xi - i0, \vec{k}, \rho, T) \text{Re} \mathcal{I}(\xi, \vec{k}, \rho, T),$$

$$\begin{aligned} \phi &= \text{Im} \ln[-\mathcal{D}^{-1}(\xi - i0, \vec{k})] = \arg[-\mathcal{D}^{-1}(\xi - i0, \vec{k})] = \\ &= \arccos \{ -\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\xi, \vec{k}) \cdot [(\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\xi, \vec{k}))^2 + (\text{Im} \mathcal{D}^{-1}(\xi, \vec{k}))^2]^{-1/2} \} = \quad /3/ \\ &= \arctg \{ \text{Im} \mathcal{D}^{-1}(\xi - i0, \vec{k}) / \text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\xi, \vec{k}) \} + \pi \theta[\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\xi, \vec{k})]. \end{aligned}$$

Здесь в /3/ явно выделен член, остающийся при $\text{Im} \Pi = 0$, т.е. когда $\mathcal{D}(\xi, \vec{k})$ имеет лишь простые полюсы и нули $\xi = \omega(\vec{k})$ на действительной оси, в которых $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\xi, \vec{k})$ меняет знак. В этом случае из /1/, /2/ получим

$$\rho_\pi(\rho, T) = 3 \sum_i \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \chi(\omega_i(\vec{k})) \cdot (-1)^{1+i}, \quad /4/$$

$$S(\rho, T) = 3 \sum_i \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} s(\omega_i(\vec{k})) \cdot (-1)^{1+i} \quad /5/$$

и соответственно для плотности энергии пионных возбуждений $E = \bar{\epsilon}(\rho, T) - \bar{\epsilon}(0, 0)$

$$\bar{\epsilon}(\rho, T) = 3 \sum_i \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \omega_i(\vec{k}, \rho, T) [\chi(\omega_i(\vec{k}, \rho, T)) + \frac{1}{2}] (-1)^{1+i}. \quad /6/$$

Эти формулы содержат сумму по $\omega_i(\vec{k})$, которые соответствуют не только полюсам, но и нулям $\mathcal{D}(\xi)$, и определяются соответственно из уравнений

$$\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega_i(\vec{k}), \vec{k}, \rho, T) = 0, \quad \text{Re} \mathcal{D}(\omega_i(\vec{k}), \vec{k}, \rho, T) = 0. \quad /7/$$

Вклады в /4/-/6/ для разных ω_i имеют чередующиеся знаки: от первого ω_1 вклад положительный, от второго ω_2 отрицательный и т.д. Эти ветви $\omega_i(\vec{k})$ получаются только все вместе из одних уравнений. Если при некотором \vec{k} две соседние "ветви" $\omega_i(\vec{k})$ и $\omega_{i+1}(\vec{k})$ близки $|\omega_i - \omega_{i+1}| \ll T$, то, очевидно, их вклады в /4/-/6/ взаимно уничтожаются. Если $\text{Im} \Pi \neq 0$, но $\text{Im} \mathcal{D}^{-1} < \text{Re} \mathcal{D}^{-1}$, то при $\text{Re} \mathcal{D}^{-1} < 0$ мало $\phi \ll 1$, а при $\text{Re} \mathcal{D}^{-1} > 0$ $\phi \sim \pi$, и при ξ , соответствующих $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\xi) \sim 0$, происходит изменение ϕ от $\phi \ll 1$ до $\phi \sim \pi$ на интервале $\Delta\xi$ изменения ξ очень малом, $\Delta\xi \ll 1$. Поэтому $\partial\omega/\partial\xi$ в /1/, /2/ велики именно там, где меняет знак $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}$, и основной вклад в ρ_π, S по-прежнему получается от $\xi \sim \omega_i(\vec{k})$. Исследование Π, \mathcal{D} показывает, что для $T \leq 1$ соотношение $\text{Im} \mathcal{D}^{-1}(\xi, \vec{k}) < \text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\xi, \vec{k})$ практически всегда выполняется, если система не находится в непосредственной близости от неустойчивости пионного поля. Вычисляемые нами далее величины /4/-/6/ всегда присутствуют в полном выражении для ρ_π, E, S , но при $\text{Im} \Pi \neq 0$ представляют собой лишь его часть, как можно полагать, основную, вдали от неустойчивости пионного поля.

3. Ранее в /4/ мы исследовали ρ_π, S, C_V , полагая, что ядерное вещество уже достаточно близко к неустойчивости, и при рассматриваемых ρ, T можно использовать обычную в таких условиях аппроксимацию

$$\mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}) = a\omega^2 - \gamma(k - k_0)^2 - \tilde{\omega}^2 \pm i\beta\omega, \quad \tilde{\omega}^2 = c(\rho_c(T) - \rho) + \Pi^\pi, \quad /8/$$

где $\min \mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}) \equiv \tilde{\omega}^2 \ll 1$, что и означает близость к неустойчивости. При этом $\text{Im} \mathcal{D}^{-1}$ опускать, разумеется, нельзя.

В настоящей работе наша цель состоит в изучении системы при различных $T \neq 0, \rho \geq \rho_0$, но не в непосредственной близости от неустойчивости. Мы вычисляем /4/-/6/ для изотопически симметричного ядерного вещества, состоящего из взаимодействующих нуклонов, Δ -избар и π -мезонов, как и ранее в /4-6/, находя $\omega_i(\vec{k})$ из /7/, где $\mathcal{D}(\omega, \vec{k}, \rho, T)$ определяется обычным общим выражением

$$\mathcal{D}^{-1} = \omega^2 - 1 - k^2 - \Pi, \quad \Pi = \Pi^\pi + \Pi^\pi,$$

$$\Pi^\pi = \text{[diagrams]} \quad /9/$$

$$\Pi^\pi = \Pi^{1\pi} + \Pi^{3\pi} = \text{[diagrams]}$$

Численные расчеты Π^π выполняются согласно /5/. Прежде всего в разделе II исследуем обстоятельно $\omega_i(\vec{k}, \rho, T)$ и вычислим /4/-/6/ при $\Pi^\pi = 0$, а затем в дальнейшем выполним расчеты всех величин с учетом эффективного $\pi\pi$ -взаимодействия, $\Pi^\pi \neq 0$, вводимого для описания ангармонизма пионных возбуждений, эффектов, нелинейных по пионному полю.

II. ПИОННЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ ПРИ $\Pi^\pi = 0$

1. Результаты расчетов $\omega_i(\vec{k}, \rho, T)$, согласно /7/, /9/, зависят, разумеется, от входящих в /9/ параметров, описывающих свойства ядерных частиц и их взаимодействия в среде. Основные свойства мы выполняем с теми же параметрами, которые полагали наиболее обоснованными и в /4-6/. Расчеты $\Pi^\pi(\omega, \vec{k}, \rho, T), \mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}, \rho, T), \omega_i(\vec{k}, \rho, T)$ иллюстрируются рисунками 1-3.

На рис.1 для $T=0$ заштрихована область, где $\text{Im} \Pi(\omega, \vec{k}) \neq 0$ и где поэтому нет истинных пионных возбуждений. Во всех наших расчетах $\Pi(\omega, \vec{k}), \mathcal{D}(\omega, \vec{k})$ определены на первом, физическом листе ω , где $\text{sign} \text{Im} \Pi(\omega) = -\text{sign} \text{Im} \omega$ при $\text{Re} \omega > 0$, и уравнение $\mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}) = 0$ при $\text{Im} \Pi \neq 0$ не может иметь решений, даже комплексных. Комплексные частоты ω , соответствующие затухающим пионным

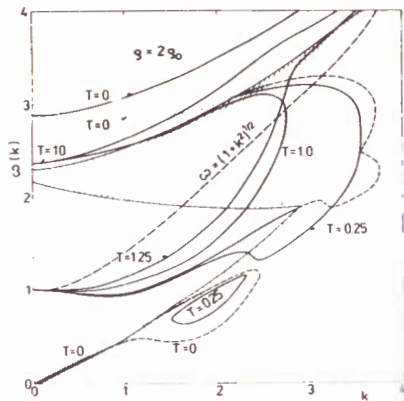


Рис.1. Частоты $\omega_1(\vec{k})$, при которых меняет знак $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega_1(\vec{k}), \vec{k})$, для различных T и $\rho = 1, l = 2\rho_0$. Штрихами обозначена область, где $\text{Im} \mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}) \neq 0$ при $T=0$. Для $T=0$ сплошными кривыми обозначены $\omega_1(\vec{k})$, для которых $\mathcal{D}^{-1}(\omega_1(\vec{k}), \vec{k}, \rho, T=0) = 0$, т.е. спектр истинных пионных возбуждений при $T=0$; штрихованной кривой $-\omega_1(\vec{k})$, лежащие в области, где $\text{Im} \mathcal{D}^{-1}(\omega_1(\vec{k}), \vec{k}, \rho, 0) \neq 0$, для которых $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega_1(\vec{k}), \vec{k}, \rho, 0) = 0$; пунктирной кривой обозначены $\omega_1(\vec{k})$, при которых $\mathcal{D}^{-1}(\omega_1(\vec{k}), \vec{k}, \rho, 0)$

меняет знак не в нуле, а в полюсе первого порядка. Для $T \neq 0$ все кривые соответствуют обращению в нуль лишь $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega(\vec{k}), \vec{k}, \rho, T)$.

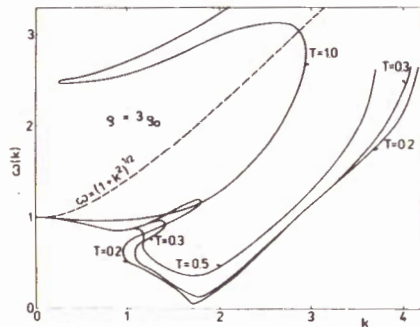


Рис.2. То же, что на рис.1, но для $\rho = 1,5 = 3\rho_0$ и без $T=0$.

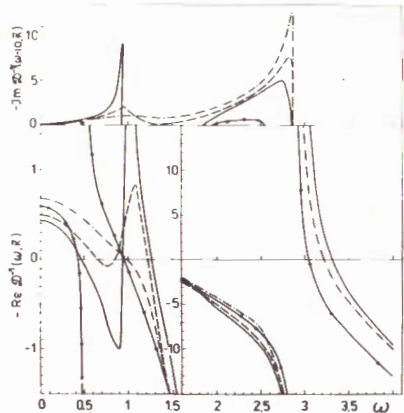


Рис.3. Зависимость $-\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}, \rho, T)$, $-\text{Im} \mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}, \rho, T)$ от ω для различных k, T при $\rho = 1, l = 2\rho_0$. Сплошная кривая - $T=0, k=1,7$; штрихованная - $T=0,25, k=1,7$; штрих-пунктирная - $T=0,5, k=1,7$; кривая с точками - $T=0, k=1$. Функция, изображенная кривой с точками, имеет полюс при $\omega \approx 0,5$, а при $\omega = 2,85$ полюс имеет и эта функция, и изображенная сплошной кривой; в этих случаях $\text{Im} \Pi(\omega, \vec{k}) = 0$. Масштаб по вертикальной оси после $\omega = 1,6$ меняется в 10 раз.

возбуждениям, получились бы, как всегда, из уравнения $\mathcal{D}^{-1}(\omega, \vec{k}) = 0$ с $\Pi(\omega, \vec{k})$, $\mathcal{D}(\omega, \vec{k})$, взятыми на втором, нефизическом листе /см., например, /7/. Такие комплексные частоты не могут, очевидно, входить в вычисление интересующих нас термодинамических величин, и мы их в этой работе рассматривать не будем. При $T \neq 0$ для всех $\omega \leq 3$ $\text{Im} \mathcal{D}^{-1} \neq 0$ и не мала /см. рис.3/, так что истинных пионных возбуждений в системе быть не может. На рис.1 изображен как истинный спектр при $T=0$, так и те $\omega_1(\vec{k})$, где $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega_1(\vec{k})) = 0$ при $\text{Im} \Pi \neq 0$, а также $\omega_1(\vec{k})$, для которых $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega_1(\vec{k}))$ имеет при $\text{Im} \Pi = 0$ не нуль, а полюс. То же, но лишь для $T \neq 0$, изображено на рис.2. При заданном $k \approx k_0$ зависимость $-\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega)$, $-\text{Im} \mathcal{D}^{-1}(\omega)$ представлена на рис.3. При увеличении ω от нуля до ω_1 величина $-\text{Re} \mathcal{D}^{-1}$ уменьшается, проходя при ω_1 через нуль, затем при $\omega > \omega_1$ после достижения минимума растет и вновь обращается в нуль при ω_2 . Если же при этих ω, k $\text{Im} \Pi = 0$, то при $\omega \rightarrow \omega_2 - 0$ имеем $-\text{Re} \mathcal{D}^{-1} \rightarrow -\infty$, а при $\omega \rightarrow \omega_2 + 0$ $-\text{Re} \mathcal{D}^{-1} \rightarrow \infty$, т.е. $-\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega)$ имеет при ω_2 простой полюс. При $\omega_2 < \omega < \omega_3$ $-\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega) > 0$, в точке ω_3 проходит через нуль и т.д. В соответствии с таким поведением $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}$ вклады в /4/-/6/ от нечетных l положительны, а от четных l - отрицательны, согласно /1/-/3/. Функции $\omega_1(\vec{k})$ /рис. 1,2/, имеют сложный вид. При малых $T \approx 0$ можно ясно выделить "звук-ротонную" ветвь $\omega_1(\vec{k})$, которая заканчивается при $k \approx 2$, и, проходя через точку, где $d\omega/dk = \infty$, переходит в $\omega_2(\vec{k})$. Эта "ветвь" $\omega_2(\vec{k})$, дающая отрицательный вклад в /4/-/6/, может при $T=0$ представлять собой не нули, а полюсы $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega)$. С ростом T эти "ветви" $\omega_1(\vec{k}), \omega_2(\vec{k})$ выражены все более слабо, а затем исчезают. Так, при $\rho = 2\rho_0, T = 0,25$, как видно из рис.1, остаются лишь небольшие части этих ветвей при $1,5 < k < 2$, а при $T = 0,35$ их уже нет совсем.

Следующая ветвь $\omega_3(k)$ начинается с $\omega_3(0) \approx 1$ и при $T \leq 1$ достигает минимума при $k \approx 1 \div 2$, затем, проходя в свою очередь через точку, где $\frac{d\omega}{dk} = \infty$, переходит в $\omega_4(\vec{k})$, вносящую отрицательный вклад в /4/-/6/; ей при $T=0$ могут соответствовать не нули, а полюсы $\text{Re} \mathcal{D}^{-1}(\omega)$. Последняя ветвь $\omega_5(k)$ начинается с $\omega_5(0) \approx 3$, она следует из графиков в /9/, включающих Δ -изобару. При больших $k \gg 1$ она всегда переходит в $\sqrt{1+k^2}$, и это происходит при тем меньших k , чем меньше плотность ρ и чем выше T . Такая физическая картина получается именно с \mathcal{D} -функцией /9/, содержащей $1+k^2$, которая в отсутствие взаимодействий переходит в $\mathcal{D}^0 = (\omega^2 - 1 - k^2)^{-1}$ - функцию Грина свободных бозе-частиц - пионов. Этим наша задача отличается от обычной задачи о звук-ротонных возбуждениях в системе фермионов, где без взаимодействия никакие бозе-возбуждений, разумеется, быть не может, а звук-ротонная ветвь имеет точку окончания. Из-за наличия в \mathcal{D}^{-1} /9/ членов $1+k^2$ кривая $\omega_2(\vec{k})$ при $k \leq 1, T=0$ проходит очень близко от $\omega_1(\vec{k})$, и соответствующие вклады в /4/-/6/, имея разные знаки, практически взаимно уничтожаются при $k \leq 1$. При

$\rho \geq 2 \div 3\rho_0$, $T \leq 0,3$ и $k \sim k_0 \sim 2$ имеем $\omega_1 \ll \omega_2$ /см. рис.1,2/, и вклад от $\omega_1(\vec{k})$ является определяющим.

Если $\rho < \rho_c(0)$ в /8/, то система устойчива при всех T , так как критическая плотность $\rho_c(T)$ растет с T . Этот случай представлен на рис.1, где $\rho \approx 2\rho_0 < \rho_c(0) \approx 3\rho_0$. На рис.2 $\rho = 3\rho_0 \approx \rho_c(0)$, и, чтобы не рассматривать состояния, очень близкие к неустойчивости, мы берем $T \geq 0,2$. Разумеется, при различных значениях входящих в /9/ параметров картина получается различная. Так, если положить равными нулю $N\Delta$ -, $\Delta\Delta$ -амплитуды, то критическая температура $T_c(2\rho_0) = 0,8$, и можно рассматривать систему при $T > 0,85$; при этом физическая картина напоминает изображенную на рис.2 для $\rho = 3\rho_0$, $T \geq 0,2 > T_c = 0$.

В наших численных расчетах мы учитываем вклад в /4/-/6/ от всех "ветвей" $\omega_i(\vec{k})$. Еще раз подчеркнем, что неверно было бы считать, что все эти ω_i соответствуют реальным возбуждениям. Это ясно хотя бы уже из того, что в этом "спектре" $\omega_i(\vec{k})$ есть лежащие в области, где $\text{Im}\Pi \neq 0$, "точки поворота", в которых $d\omega/dk = \infty$, чего для реальных возбуждений, разумеется быть не может.

2. Из наших исследований заключаем, /см. рис.1,2/, что нижнюю "ветвь спектра" ω_1 вблизи ее минимума можно аппроксимировать приближенно выражением

$$\omega_1 \approx \Delta_0 + b(k - k_0)^2, \quad /10/$$

либо

$$\omega_1 \approx \Delta_0 + \ell |k - k_0|, \quad /11/$$

удобными для качественных оценок, предваряющих численный счет. Необходимо подчеркнуть, что величина $\tilde{\omega}^2(\rho, T)$ в /8/, определяющая π -конденсатный фазовый переход /см. /2-8/ /, не совпадает с Δ_0 из /10/, /11/ и имеет иной физический смысл, что можно уяснить из рис.3, где для $k = k_0 = 1,7$ по вертикальной оси при $\omega = 0$ отложена $\tilde{\omega}^2$, а Δ_0 соответствует первому корню $-\text{Re}\mathcal{D}^{-1}(\Delta_0, \vec{k}) = 0$. Аппроксимация /8/ пригодна для \mathcal{D}^{-1} при ρ, T , близких к критическим $\rho \sim \rho_c(T)$, $T \sim T_c(\rho)$, но не для получения решений $\omega_1(\vec{k})$ уравнения $\mathcal{D}^{-1} = 0$ для этих ρ, T . Уменьшение $\tilde{\omega}^2(\rho, T)$ при $\rho \rightarrow \rho_c(T)$ не обязательно сопровождается таким же уменьшением минимума $\min \omega_1(\vec{k})$, и может быть так, что для данных ρ, T уже $\tilde{\omega}^2 \ll 1$, но при этом еще $\Delta_0 \sim 1$. В частности, может уже выполняться часто используемое условие близости к неустойчивости $\tilde{\omega}^2 \ll T^{1/4-8/}$, но при этом еще $\Delta_0 \geq T$. Более того, при $T \sim 1$, $\rho \geq 3\rho_0$ возможно $a(\rho, T) < 0$ в /8/, так что решений $\omega_1(\vec{k}) < 1$ вообще нет, а есть лишь $\omega_3(\vec{k}) \sim 1$.

Наши ω_1 по существу не имеют ничего общего с полученными в /8/ из упрощенного выражения $\text{Re}\mathcal{D}^{-1}$, где, в частности, полностью не учитывается зависимость $\Pi^n(T)$ от T , которая очень важна, и пренебрежение ею ведет к неверным результатам для ξ, ρ_π, E . Авторы /8/ не обратили внимания и на наличие решений $\omega_{2,4}$, даю-

щих отрицательный вклад в ρ_π, S, E . Проведя исследование ω_i при $\Pi^n = 0$, можно приступить к вычислению ρ_π, S, E /4/-/6/ с этими $\omega_i(\vec{k}, \rho, T)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nagamiya S. In: Proceedings of the 6th Balaton Conference on Nucl.Phys., 1983, ed. by J.Ero, Budapest, Centr.Res.Inst. for Phys., 1983, p. 329. Gudima K.K., Toneev V.D. там же p. 409. Theis J. et al. там же, p. 389.
2. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. "Наука", М., 1978.
3. Luttinger J.M., Ward J.C. Phys.Rev., 1960, 118, p. 1417. Luttinger J.M. Phys.Rev., 1960, 119, p. 1153. Carneiro G.M., Pethick C.J. Phys.Rev., 1975, 11B, p. 1106. De Dominicis C. et al. J.Math.Phys., 1964, 5, p. 31. Götze W. Phys.Rev., 1967, 156, p. 951.
4. Бунатян Г.Г. ОИЯИ, P2-84-78, P2-84-114, Дубна, 1984.
5. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1980, 31, с. 1186.
6. Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н. ОИЯИ, P2-81-291, P2-81-500, Дубна, 1981; ЯФ, 1982, 36, с. 1121. Bunatian G.G., Mishustin I.N. Nucl.Phys., 1983, A404, p. 525. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1983, 37, с. 558; ЯФ, 1983, 38, с. 601.
7. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений, гл.8, "Мир", М., 1967.
8. Friedman B. et al. Nucl.Phys., 1981, A372, p. 483.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 марта 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 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.

P2-84-189

К термодинамическому описанию пионных возбуждений в ядерном веществе

Изучаются термодинамические свойства пионных возбуждений в ядерном веществе при изменении его плотности от нормальной $\rho = \rho_0$ до $\rho = 3\rho_0$ и температуры T от нуля до $T = 1m_\pi c^2$. Из численных расчетов поляризационного оператора пионного поля в отсутствие эффективного $\pi\pi$ -взаимодействия Π^a найдены необходимые для вычисления термодинамических величин частоты $\omega(\vec{k}, \rho, T)$, при которых меняет знак $\text{Re} \mathcal{G}^{-1}(\omega, \vec{k}, \rho, T)$ - действительная часть обратной функции Грина пиона. Исследованы особенности поведения частот $\omega(\vec{k}, \rho, T)$ при различных \vec{k}, ρ, T . Из полученных результатов видно, как с увеличением ρ и уменьшением T происходит при $k \sim 1 \div 2$ уменьшение частот $\omega(\vec{k}, \rho, T)$, а с увеличением T и уменьшением ρ частоты $\omega(\vec{k}, \rho, T)$ приближаются к спектру свободных пионов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод О.С.Виноградовой

Bunatian G.G.

P2-84-189

On the Thermodynamical Description of Pion Excitations in the Nuclear Matter

The thermodynamical properties of the pion excitations in the nuclear matter are investigated, when the density of the matter changes from normal $\rho = \rho_0$ to $\rho = 3\rho_0$ and the temperature T from zero to $T = m_\pi c^2$. From the numerical calculations of the pion field polarization operator Π^a in absence of the effective $\pi\pi$ -interaction, the frequencies $\omega(\vec{k}, \rho, T)$ are obtained, at which the real part of the invernal Green function $\text{Re} \mathcal{G}^{-1}(\omega, \vec{k}, \rho, T)$ changes its sign; these $\omega(\vec{k}, \rho, T)$ are necessary for the calculations of the thermodynamical quantities. The peculiarities of the frequencies $\omega(\vec{k}, \rho, T)$ behaviours are investigated for various \vec{k}, ρ, T . From the obtained results one can see how the frequencies $\omega(\vec{k}, \rho, T)$ at $k \sim 1 \div 2$ decrease if the density ρ increases and temperature T decreases, but if ρ decreases and T increases, the frequencies $\omega(\vec{k}, \rho, T)$ approach the free pion spectrum.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984