28/IV-84

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

2062/84

Р2-84-78

Г.Г.Бунатян

ПЛОТНОСТЬ И ЭНТРОПИЯ ПИОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

1984

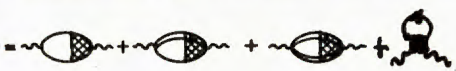
I. ВВЕДЕНИЕ

До последнего времени ядерная физика изучала существующие в природе обычные ядра, либо очень мало от них отличающиеся: с малой энергией возбуждения E^*, т.е. при температуре $T \ll m_\pi c^2$, с плотностью $\rho = \rho_0$, практически не отличающейся от равновесной ρ_0, с отношением $Z/N \approx 1$, близким к равновесному, и т.д. Сейчас не вызывает сомнения, что для глубокого понимания основных закономерностей ядерной физики необходимо изучать поведение ядерного вещества в различных условиях, при существенном изменении ρ, T, Z/N и т.д. Такая необходимость становится особенно очевидной при сравнении ядерной физики с физикой конденсированных сред, где просто немыслимо было бы говорить об изучении вещества лишь в одном каком-либо состоянии: при одной данной температуре, плотности, давлении и т.п. Экспериментальные и теоретические исследования [1,2] столкновений тяжелых ядер высокой энергии, $E/A \geq 1$ ГэВ/на нуклон, дают основания надеяться на получение ядерного вещества с плотностью $\rho \sim 2 \div 3\,\rho_0$, причем температура его неминуемо будет немалой, $T \sim 0{,}5 \div 1\, m_\pi c^2$. В то время как свойства обычных ядер описывали, как правило, ограничиваясь учетом лишь нуклонных степеней свободы, при исследовании существенно уплотненного и нагретого ядерного вещества необходимо учитывать и иные степени свободы: π-мезонные, Δ-изобарные и т.д., причем в ряде явлений они могут играть решающую роль. Такое расширение исследований необходимо и для правильного понимания многих свойств обычных ядер.

Как в физике конденсированных сред, так и в ядерной физике наибольший интерес представляет изучение критических явлений, фазовых переходов, поведения вещества вблизи критических значений ρ_c, T_c и т.п. Смягчение пионной моды в ядерном веществе при увеличении его плотности может приводить к фазовому переходу - пионной конденсации [3]. Независимо от того, происходит ли при ρ, T, достигаемых в столкновениях тяжелых ядер, пионная конденсация, смягчение пионной моды при больших ρ оказывает влияние на термодинамические свойства ядерного вещества. Поэтому важно знать плотность пионных возбуждений и их вклад в термодинамические величины при $\rho > \rho_0$ и различных T. Такие расчеты выполняются в настоящей работе. В разделе II плотность пионных возбуждений ρ_π, их термодинамический потенциал Ω, энтропия S выражаются, согласно [4-6], через функцию Грина $\mathfrak{D}$ и поляризационный оператор пиона Π в ядерной среде, подобно тому, как это делалось для бозе-возбуждений в конденсированных средах [7]. На необходимость учитывать вклад пионов в термодинамические величины ядерного вещества обращалось внимание и ранее [8-10], но развиваемый нами здесь метод исследования совершенно иной, нежели в этих работах, и приводит к иным выражениям для исследуемых величин Ω, S, ρ_π, Π, как это ясно из сравнения результатов данной работы с содержащимися в [8-10]. В разделе III Ω, S, ρ_π вблизи π-конденсатной неустойчивости ядерного вещества, т.е. для мягкой пионной моды, выражены через параметры, вводимые обычно для описания $\mathfrak{D}^{-1}$, Π в этих условиях, см. [11-13].

II. ПЛОТНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЙ И ЭНТРОПИЯ ПИОННОГО ПОЛЯ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

1. Как и ранее [11-15], мы рассматриваем изотопически-симметричную равновесную систему, состоящую из взаимодействующих нуклонов, Δ-изобар и π-мезонов; плотность нуклонов и Δ-изобар ρ_N, ρ_Δ, их химический потенциал μ определяются из условия сохранения полной барионной плотности $\rho = \rho_N(T) + \rho_\Delta(T)$ [14]. $\mathfrak{D}$, Π определяются обычными диаграммами $\Pi = \Pi^n + \Pi^\pi$


/1a/

$\Pi^\pi =$  $= \Pi^{1\pi} + \Pi^{3\pi}$ /1б/

$\Pi^n(\omega, \vec{k}, \rho, T)$ при различных ρ, T исследовался в [15,16]. Π^π, обусловленный эффектами, нелинейными по пионному полю, выражается через эффективное $\pi\pi$-взаимодействие в среде [11-13]. При этом /1/ представляет собой уравнение для $\mathfrak{D}$ или Π.

2. Согласно общим результатам, полученным в [4-7], для выражения термодинамического потенциала системы через функцию Грина и поляризационный оператор находим для поля заряженных $\pi_\pm$-мезонов в изотопически симметричной среде, $\mu_\pi = 0$.

$$\Omega = -\Phi(\mathfrak{D}) + T\sum_m \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} e^{+0\omega_m} \{\ln[-\mathfrak{D}^{-1}(\vec{k}, \omega_m, \rho, T)] + \Pi(\vec{k}, \omega_m, \rho, T)\,\mathfrak{D}(\vec{k}, \omega_m, \rho, T)\}, \quad \omega_m = 2\pi i T m. \qquad /2/$$

Функционал Φ есть сумма вкладов от всех скелетных диаграмм для Ω, он связан с Π, $\mathfrak{D}$ соотношением

$$\delta\Phi(\rho, T) = T\sum_m \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \Pi(\vec{k}, \omega_m, \rho, T)\,\delta\mathfrak{D}(\vec{k}, \omega_m, \rho, T). \qquad /2a/$$

Для нейтральных π_0 мезонов /2/ умножается на 1/2. Если обычным образом перейти от комплексного $\pi_\pm$ и действительного π_0 полей к действительному изотопическому векторному полю π_ν, $\nu = 1,2,3$, то Ω_ν для всех ν отличается от /2/ умножением на 1/2. В изотопически симметричной среде все Ω_ν, очевидно, одинаковы, и для полного вклада пионных степеней свободы в термодинамический потенциал имеем $\Omega = 3\Omega_\nu$. Учитывая общие аналитические свойства $\mathfrak{D}(\vec{k}, \xi)$, $\Pi(\vec{k}, \xi)$ [4,16], преобразуем Ω_ν к виду

$$\Omega_\nu = -\frac{1}{2}\Phi_\nu - \frac{1}{2}\int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \int_C \frac{d\xi}{2\pi i} e^{+0\xi}\, \chi(\xi)\{\ln[-\mathfrak{D}^{-1}(\vec{k}, \xi, \rho, T)] + \Pi_\nu(\vec{k}, \xi, \rho, T)\,\mathfrak{D}_\nu(\vec{k}, \xi, \rho, T)\}\Big|_{\mu_\pi = 0} =$$

$$= -\frac{1}{2}\Phi_\nu - \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \int_{+0}^{\infty} \frac{d\xi}{\pi}\left(\chi(\xi) + \frac{1}{2}\right)\cdot \mathrm{Im}\{\ln[-\mathfrak{D}_\nu^{-1}(\vec{k}, \xi - i0, \rho, T)] + \qquad /3/$$

$$+ \Pi_\nu(\vec{k}, \xi - i0, \rho, T)\cdot\mathfrak{D}_\nu(\vec{k}, \xi - i0, \rho, T)\}, \quad \chi(\xi) = (e^{(\xi - \mu_\pi)/T} - 1)^{-1}.$$

Здесь контур интегрирования C состоит из двух частей, C_+ и C_-, охватывающих положительную и отрицательную действительные полуоси. Согласно [4], при постоянном ρ

$$\delta\Omega/\delta\mathfrak{D} = 0, \qquad /2б/$$

и при вычислении энтропии

$$\tilde{S} = -(\partial\Omega/\partial T)_{\mu_\pi} \qquad /4/$$

следует учитывать лишь явную зависимость Ω от T через $\chi(\xi, T)$. Тогда

$$\tilde{S} = S + S', \quad S = 3\int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \int_{+0}^{\infty} \frac{d\xi}{\pi} W\cdot\partial\chi/\partial T, \qquad /5/$$

$$W = \mathrm{Im}\ln[-\mathfrak{D}^{-1}(\vec{k}, \xi - i0, \rho, T)] + \mathrm{Im}\,\Pi(\vec{k}, \xi - i0, \rho, T)\times$$

$$\times\,\mathrm{Re}\,\mathfrak{D}(\vec{k}, \xi - i0, \rho, T),$$

$$S' = \frac{3}{2}\left(\frac{\partial\Phi}{\partial T}\right)_{\mu_\pi} + \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \int_0^\infty \frac{d\xi}{\pi} \frac{\partial\chi}{\partial T} \operatorname{Im}\mathfrak{D}(\xi - i0)\cdot \operatorname{Re}(\xi - i0) \ .$$

Как показано в [6,7], можно ограничиться учетом S. В наших исследованиях такое приближение тем более обосновано, что взаимодействие пионных возбуждений учтено в Π^π.

3. Для правильного описания физической картины явлений, исследуемых в столкновениях тяжелых ядер высокой энергии, важную роль играет плотность пионных возбуждений

$$\rho_\pi(\rho, T) = -\partial\Omega/\partial\mu_\pi \ . \qquad /6/$$

Вследствие /2б/ при вычислении /6/ следует учитывать зависимость /3/ от μ_π лишь через $\chi(\xi)$. Здесь надо заметить, что /6/ в релятивистском случае дает не "число частиц", а разность "числа частиц" и "античастиц". При этом нетрудно понять, что "число частиц" получается дифференцированием в /3/ интеграла по контуру C_+, охватывающему действительную положительную полуось частот $\xi > 0$. С учетом этого из /3/, /6/ получаем выражение ρ_π подобно тому, как получалось S /5/ из /3/, /4/

$$\rho_\pi(\rho, T) = -3\int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \int_{+0}^\infty \frac{d\xi}{\pi} \frac{\partial\chi(\xi)}{\partial\xi} W(\xi)\Big|_{\mu_\pi = 0} \ . \qquad /7/$$

Отметим, что $\rho_\pi(\rho, T)$ /6/, /7/ не совпадает с входившей в предыдущие расчеты величиной $\mathfrak{N} = \langle\vec{\pi}^2\rangle_T = -\mathfrak{D}(0, \rho, T)$ - средним от $\vec{\pi}^2$ по состоянию с ρ, T. Это ясно хотя бы уже из того, что для свободных пионов ρ_π, как и следует, переходит в плотность бозе-частиц, а $\mathfrak{N}$ - нет. С другой стороны, сразу же подчеркнем, что ρ_π не есть плотность настоящих π-мезонов или даже пионных возбуждений в строгом смысле слова при $T \neq 0$ и большой $\rho \sim \rho_c(T)$: $\mathfrak{D}(\xi, \vec{k})$ пионного поля имеет не простой полюс $\xi = \omega(\vec{k})$, но логарифмическую точку ветвления и определена на комплексной плоскости с разрезом по действительной оси, причем $\operatorname{Im}\Pi(\xi)$ на краю разреза, определяющая ρ_π, не мала.

4. Выполняя в /5/, /7/ интегрирование по частям, представим ρ_π, S в виде

$$S = 3\int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \int_{+0}^\infty \frac{d\xi}{\pi} s(\xi) \frac{\partial W(\xi)}{\partial\xi}, \quad s = (1+\chi)\ln(1+\chi) - \chi\ln(\chi), \qquad /5a/$$

$$\rho_\pi = 3\int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{\chi(\xi) W(\xi)}{\pi}\Big|_{\xi\to 0} + \int_{+0}^\infty \frac{d\xi}{\pi} \chi(\xi) \frac{\partial W(\xi)}{\partial\xi} \right\}, \qquad /7a/$$

удобным для некоторых дальнейших вычислений. Поскольку всегда $\operatorname{Im}\Pi(\xi - i0, \vec{k}) = -\operatorname{Im}\mathfrak{D}^{-1}(\xi - i0, \vec{k}) \geq 0$, а $-\operatorname{Re}\mathfrak{D}^{-1}(\xi - i0, \vec{k})$ меняет знак, можно записать

$$\phi = \operatorname{Im}\ln[-\mathfrak{D}^{-1}(\xi - i0, \vec{k})] = \arg[-\mathfrak{D}^{-1}(\xi - i0, \vec{k})] =$$

$$= \arccos\{-\operatorname{Re}\mathfrak{D}^{-1}(\xi - i0)\cdot[(\operatorname{Re}\mathfrak{D}^{-1}(\xi - i0))^2 + (\operatorname{Im}\mathfrak{D}^{-1}(\xi - i0))^2]^{-1/2}\} = \qquad /8/$$

$$= \operatorname{arctg}\{\operatorname{Im}\mathfrak{D}^{-1}(\xi - i0)/\operatorname{Re}\mathfrak{D}^{-1}(\xi - i0)\} + \pi\theta[\operatorname{Re}\mathfrak{D}^{-1}(\xi, \vec{k})],$$

где в последнем выражении явно выделен член, остающийся при $\operatorname{Im}\Pi = 0$, т.е. когда $\mathfrak{D}(\xi, \vec{k})$ имеет лишь простые полюсы и нули $\xi = \omega(\vec{k})$ на действительной оси. Результаты численных расчетов по этим формулам для произвольных ρ, T изложим в следующей работе, а здесь исследуем S, ρ_π /5/, /5a/, /7/, /7a/ при $\rho \sim \rho_c(T)$ - плотности пионной конденсации.

III. ВЕЛИЧИНЫ S, ρ_π ВБЛИЗИ π-КОНДЕНСАТНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

1. Как уже отмечалось во введении, столкновения тяжелых ядер высокой энергии могут приводить к существенному уплотнению ядерного вещества, $\rho \gtrsim 2 \div 3\,\rho_0$, при $\min\operatorname{Re}\mathfrak{D}^{-1}(\xi, \vec{k}) = \tilde{\omega}^2 \ll 1$, и в этом смысле можно говорить о близости к π-конденсатной неустойчивости. S и ρ_π вычислим, используя для $\mathfrak{D}^{-1}$, как и ранее в [11-13], аппроксимацию

$$\mathfrak{D}^{-1}(\omega, \vec{k}, \rho, T) = \omega^2 - 1 - \vec{k}^2 - \Pi(\omega, \vec{k}, \rho, T) = \qquad /9/$$

$$= \omega^2\alpha(T) + i\omega\beta\,\operatorname{sign}(\operatorname{Im}\omega) - X(\omega, \vec{k}, \rho, T),$$

$$X = \gamma(k - k_0)^2 + \tilde{\omega}^2(\rho, T), \quad \tilde{\omega}^2 = \omega_0^2(\rho, T) + \Pi^\pi, \qquad /10/$$

$$\omega_0^2 = c(\rho_c(T) - \rho), \quad k_0^2 = k_c^2 + \kappa(\rho - \rho_c(T)).$$

Везде используется система единиц $\hbar = c = m_\pi = 1$, так что T = 1 означает T = 140 МэВ и т.п. При $\rho \sim \rho_c(T)$, когда справедлива аппроксимация /10/, основной вклад во все выражения для S, ρ_π вносят $k \sim k_0$, $\xi \ll 1$, из /5/, /5a/ находим $S = -\partial\Omega_T/\partial T$,

$$\Omega_T = -3T\int_{-k_1}^{k_1} dq \frac{\beta k_0^2}{2\pi^3} \int_{+0}^\infty d\xi\,[(X - \alpha\xi^2)^2 + \beta^2\xi^2]^{-1} \times \qquad /11/$$

$$\times \{ X\frac{\partial}{\partial \xi}[\xi \ln(1+\chi(\xi))] - \alpha\xi^4\frac{\partial}{\partial \xi}[\frac{1}{\xi}\ln(1+\chi(\xi))]\},\ k_1^2 \ll 1,\ q = k - k_0.$$

Здесь не надо дифференцировать по T величины $\tilde{\omega}$, α, γ, β, k_0. Ω_T - часть термодинамического потенциала, зависящая от T.

2. Дальнейшие оценки, как и в прежних работах [11-13], проведем в двух предельных случаях. Если $T \ll \tilde{\omega}^2 \ll 1$, то в интеграл по ξ, очевидно, вносят вклад лишь $\xi \ll \tilde{\omega}^2$, т.к. всегда существенны лишь $\xi \le T$, а $T \ll \tilde{\omega}^2$. Тогда, используя в подынтегральной функции разложение по ξ/X, находим [17]

$$S \approx \frac{24\beta^3 k_0^2 T^3}{\pi^3}\int_{-k_1}^{k_1} dq \frac{1}{X^3(q)} \approx \frac{9\beta^3 k_0^2}{\pi^2\sqrt{\gamma}}\tilde{\omega}\left(\frac{T}{\tilde{\omega}^3}\right)^3. \qquad /12/$$

Отсюда ясно, что в этом случае S мало и быстро растет с уменьшением $\tilde{\omega}$, т.е. с ростом ρ, при заданном T:

В ином предельном случае $T \gg \tilde{\omega}^2$ знаменатель в подынтегральной функции в /11/ можно приближенно заменить на $\sim(X^2+\beta^2\xi^2)$, т.к. основной вклад в интеграл вносят $\xi \ll 1$, $\xi \le T$, $k_0 \sim k$, и по существу мы его лишь и получаем в наших оценках /11/, лишь для таких k, ξ пригодна аппроксимация /10/. Выполнив в /11/ интегрирование по $d\xi$, получаем [17]:

$$S = -\frac{\partial\Omega_T}{\partial T},\ \Omega_T \approx -3T\int_{-k_1}^{k_1} dq\frac{k_0^2}{2\pi^2}[(\frac{\alpha X}{\beta^2}-1)I + (1+\frac{\alpha X}{\beta^2})\beta\frac{\partial I}{\partial \beta} + 2\alpha T\zeta(2)\beta^{-2}],$$

$$I(k,\rho,T) = \frac{1}{2}\ln\frac{X}{\beta T} + \frac{X}{2\pi\beta T}(\ln\frac{X}{2\pi\beta T} - 1) - \ln\Gamma(\frac{X}{2\pi\beta T}+1).$$

Ограничиваясь в разложении подынтегральной функции по $X/2\pi\beta T$ главными членами, находим

$$S \approx \frac{3k_0^2}{4\pi^2}\{-2k_1\ln\frac{\gamma k_1 + \tilde{\omega}^2}{\beta T} + 4k_1 + \frac{16\alpha T k_1\zeta(2)}{\beta^2}\}. \qquad /13/$$

Отсюда заключаем, что когда система уже достаточно близка к неустойчивости, $\tilde{\omega}^2 \ll T$, S велика, но зависит от $\tilde{\omega}$, т.е. от ρ, и от T сравнительно слабо.

При вычислении теплоемкости $C_V = T\frac{\partial S}{\partial T}$ необходимо, разумеется, учитывать зависимость от T всех входящих в /11/, /13/ величин $\tilde{\omega}$, α, k_0, β.

3. Выражения для ρ_π /7/, /7а/ преобразуются аналогично выражениям для S в тех же приближениях:

$$\rho_\pi = \int_{-k_1}^{k_1} dq\frac{k_0^2}{2\pi^2}\rho_\pi(q),$$

$$\rho_\pi(q) = 3\int_{+0}^{\infty}\frac{d\xi}{\pi}\frac{\beta}{(X-\alpha\xi^2)^2+\xi^2\beta^2}\{X\frac{\partial}{\partial\xi}(\chi\cdot\xi) - \alpha\xi^4\frac{\partial}{\partial\xi}(\frac{\chi}{\xi})\} + \qquad /14/$$

$$+\frac{3T\beta}{\pi}\frac{1}{\tilde{\omega}^2+\gamma q^2},\quad k_1^2 \ll 1,\ q = k - k_0.$$

Для $T \ll \tilde{\omega}^2 \ll 1$ находим, используя в подынтегральной функции разложение по $T/X \ll 1$ [17],

$$\rho_\pi \approx \int_{-k_1}^{k_1} dq\frac{k_0^2}{2\pi^2}\frac{12\beta^3T^3\zeta(3)}{\pi X^3} \approx \frac{9k_0^2\beta^3\tilde{\omega}}{4\pi\sqrt{\gamma}}\left(\frac{T}{\tilde{\omega}^2}\right)^3. \qquad /15/$$

Как видим, плотность импульсного распределения пионных возбуждений $\rho_\pi(q) \sim X^{-3}(q)$ имеет резкий максимум при $\tilde{\omega}\to 0$, $q \sim 0$ и быстро убывает с ростом $q = k - k_0$. Ясно, что $\rho_\pi \ll 1$, т.к. $\tilde{\omega}^2 \ll 1$ и $T\tilde{\omega}^{-2} \ll 1$, но при заданном T с уменьшением $\tilde{\omega}^2$ величина ρ_π растет очень быстро.

Для $\tilde{\omega}^2 \ll T$, как и при вычислении S, можно опустить в знаменателе подынтегрального выражения /14/ $\alpha^2\xi^4$ и $2\alpha\xi^2X$ и воспользоваться тем, что вклад в интеграл дают $\xi \le \tilde{\omega}^2$, но $\tilde{\omega}^2 \ll T$, и поэтому можно в нашем приближении заменить $\chi \sim T\xi^{-1}$. Тогда получаем оценку

$$\rho_\pi(q) \approx \frac{T}{\pi}\frac{3\beta}{\tilde{\omega}^2+\gamma q^2} - \frac{3}{4} - \frac{6\alpha T}{\pi\beta}\ln\left(\frac{\tilde{\omega}^2+\gamma q^2}{\beta T}\right) - \frac{3\alpha T}{2\pi\beta}, \qquad /16/$$

откуда видно, что $\rho_\pi(q)$ при $\tilde{\omega}\to 0$ имеет при $q \sim 0$ резкий максимум. Из /16/ получаем для $\rho_\pi(\rho, T)$ выражение

$$\rho_\pi(\rho,T) = \frac{3\beta k_0^2}{2\pi^2\sqrt{\gamma}}\frac{T}{\tilde{\omega}} - \frac{6\alpha k_0^2 T k_1}{\pi^3\beta}\ln(\gamma k_1^2+\tilde{\omega}^2) + \frac{21\alpha k_0^2 k_1 T}{2\pi^3\beta} - \frac{3k_0^2 k_1}{4\pi^2}, \qquad /17/$$

расходящееся при $\tilde{\omega}\to 0$, $T \ne 0$. Поскольку нас в этой работе интересует характерное поведение ρ_π, S именно вблизи π-конденсатной неустойчивости, $\rho \sim \rho_c(T)$, мы, пользуясь аппроксимацией /10/, вычисляли, конечно по существу вклад в интегралы, определяющие

S, ρ_π от области $\xi \ll 1$, $(\vec{k} - k_0)^2 \ll 1$, что здесь вполне оправдано, т.к. вклады от интегралов по иным $\xi, \vec{k}$, т.е. по $\xi \geq 1$, $(\vec{k} - k_0)^2 \geq 1$, в этих условиях меньше и во всяком случае слабо зависят от близости системы к неустойчивости.

Мы выразили S и ρ_a через входящие в $\mathfrak{D}^{-1}(\rho, T)$ /10/ величины $\tilde{\omega}$, k_0, a, β и т.п.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nagamija S. In: Proceedings of the 6th, Balaton Conference on Nucl.Phys., 1983, ed. by I.Ero, Budapest: Centr.Res. Inst. for Physics, 1983.
2. Gudima K.K., Toneev V.D. там же, p. 409; Theis J. et al. там же, p. 369.
3. Мигдал А.Б. Фермионы и бозоны в сильных полях. "Наука", М., 1978.
4. Juttinger I.M. Ward I.C. Phys.Rev., 1960, 118, p. 1417. Luttinger I.M. Phys.Rev., 1960, 119, p. 1153.
5. Carneiro G.M. Pethick C.I. Phys.Rev., 1975, 11B, p. 1106.
6. De Dominicis C. et al. I.Math.Phys., 1964, 5, p. 31. Götze W. Phys.Rev., 1967, 156, p. 951.
7. Fulde P., Wagner H. Phys.Rev.Lett., 1971, 27, p. 1280. Götze W., Wagner H. Physica, 1965, 31, p. 475.
8. Mishustin I.N. et al. Phys.Lett., 1980, 95B, p. 361.
9. Friedman B. et al. Nucl.Phys., 1981, A372, p. 483.
10. Olieve K.A. Nucl.Phys., 1981, B190, p. 483. Chin S.A. Phys.Lett., 1978, 79B, p. 552.
11. Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н. ОИЯИ, Р2-81-291; Р2-81-500, Дубна, 1981; ЯФ, 1982, 36, с. 1121.
12. Bunatian G.G., Mushustin I.N. Nucl.Phys., 1983, A404, p. 525.
13. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1983, 37, с. 558; ЯФ, 1983, 38, с. 601.
14. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1979, 30, с. 258.
15. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1980, 31, с. 1186.
16. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, М., 1962.
17. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Физматгиз, М., 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 февраля 1984 года.

Бунатян Г.Г. Р2-84-78

Плотность и энтропия пионных возбуждений в ядерном веществе

Исследуются термодинамические свойства пионных возбуждений в изотопически-симметричном ядерном веществе. Для их плотности и энтропии получены общие выражения, которые затем преобразуются применительно к состоянию системы, близкому к неустойчивости пионного поля. Расчеты выполнены на основе применения методов квантовой теории поля в проблеме многих тел при отличной от нуля температуре с использованием температурных функций Грина. Полученные результаты показывают зависимость плотности и энтропии пионных возбуждений от температуры и плотности ядерного вещества.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод автора.

Bunatian G.G. P2-84-78

The Density and Entropy of the Pion Excitations in the Nuclear Matter

The thermodynamical properties of the pion excitations in the isotopically symmetric nuclear matter are investigated. The expressions for the density and the entropy of the pion excitations are obtained, that are then transformed for the state of the system near by the pion field instability. The calculations have been fulfiled on the basis of the application of the quantum field theory methods in the many body problem for nonzero temperature by means of the temperature Green functions. The obtained results give the dependence of the density and the entropy of the pion excitations on the temperature and density of the nuclear matter.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984