Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 3, стр. 181 – 185 — 5 августа 1975 г.

ХАРАКТЕР ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПРИ π-КОНДЕНСАЦИИ

А.М.Дюгаев

Рассмотрены корреляционные эффекты, сопровождающие образование конденсата пионов. Вблизи точки перехода существует притягательное π-π взаимодействие на больших расстояниях. Конденсат возникает в результате перехода первого рода с малым скачком мезонного поля.

1. Возможность существования π-конденсата в ядерном веществе рассмотрена в [1 – 3]. Физическую картину фазового перехода можно

получить в модели с π-π-взаимодействием типа $\lambda\phi^4$ [2], пока конденсатное поле мало, эта модель оправдана. Оказывается, что даже для малого ϕ, модель с $\lambda\phi^4$ должна быть усовершенствована в связи с появлением вблизи точки перехода дальнодействующего π-π-взаимодействия. При этом амплитуда эффективного 4-пионного взаимодействия становится резкой функцией координат и изменяет знак. Поскольку π-конденсат образуется с волновым вектором $k_0 \neq 0$ и фазовый объем мезонов "испорченных" средой велик, необходимо, при нахождении конденсатного поля, учитывать виртуальное перерассеяние конденсатных мезонов не только друг на друге, но и на надконденсатных мезонах. Мы ограничимся рассмотрением изотопически инвариантной среды с $N = Z$. В дальнейшем использованы мезонные единицы: $\hbar = \mu = c = 1$.

2. Функция распространения мезона в ядерном веществе имеет вид

$$D^{-1}(k, \omega) = -1 - k^2 - \Pi(k, \omega) + \omega^2 . \qquad (1)$$

Близость мезонного поля к фазовому переходу означает, что величина $1 + k^2 + \Pi(k, 0)$ для $k \approx k_0$ мала по сравнению с единицей, и может быть разложена в ряд по степеням $k^2 - k_0^2$ вблизи минимума; кроме этого, для малых частот $\omega^2 << 1$ основная зависимость D от ω содержится в Π и можно пренебречь членом ω^2 в (1)

$$D^{-1}(k, \omega) = -\omega_0^2 - \frac{\gamma(k^2 - k_0^2)^2}{4k_0^2} - \Pi(k_0, \omega) + \Pi(k_0 0).$$

При $\omega < \epsilon_F$ главная часть $\Pi(\omega) - \Pi(0)$ возникает из-за графиков, содержащих частицу-дырку:

$$\Pi(\omega) - \Pi(0) = -i \frac{dn}{d\epsilon_F} f^2 k^2 \frac{1}{(1 + g^-)^2} \frac{\pi|\omega|}{2kv_F^0} .$$

Окончательно D может быть записана в виде

$$D(k, \omega) = -\frac{1}{\omega_0^2 + \dfrac{\gamma(k^2 - k_0^2)^2}{4k_0^2} - i\chi|\omega|} \qquad (2)$$

Сильное затухание пионов связано с их развалом на пару частица-дырка; постоянная χ в (2) пропорциональна параметру адиабатичности $\frac{M^2}{\mu^2} >> 1$: $\chi = \frac{M^2 k_0}{\pi(1 + g^-)^2}$. Величина $\omega_0^2 = 1 + k_0^2 + \Pi(k_0 0)$ как функция плотности ядерного вещества проходит через нуль; $\omega_0^2 = n_c - n$. По сути дела, D уже есть пропагатор хорошо определенной частицы, а отвечает образованию, состоящему из мезона и облака возбуждений ядерного вещества. Дальнодействующее π-π-взаимодействие связано с двухмезонным обменом, вклад которого дается выражением

$$L(\mathbf{k}) = \int D(\mathbf{q}, \epsilon) D(\mathbf{k} - \mathbf{q}, -\epsilon) \frac{d\epsilon dq}{(2\pi)^4} . \qquad (3)$$

При $k \to 0$ особенности у функций D в (3) сближаются, что приводит к расходимости $L(0)$ вблизи точки перехода: $L(0) \sim -(1/\omega_0)$. В координатном представлении это отвечает дальнодействию вида

$$V(r) \sim -\frac{(\sin k_0 r)^2}{r^2} \ln \frac{\gamma}{4r^2\omega^2} \qquad r\omega_0 << 1, \qquad (4)$$

$$V(r) \sim -\frac{(\sin k_0 r)^2}{r^3} \frac{1}{\omega_0} \exp - \frac{2r\omega_0}{\sqrt{\gamma}} \qquad r\omega_0 >> 1 .$$

3. Энергия взаимодействия пионов имеет вид

$$H_{\pi\pi} = \frac{1}{4} \int \Lambda(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4) \phi(\mathbf{r}_1) \phi(\mathbf{r}_2) \phi(\mathbf{r}_3) \phi(\mathbf{r}_4) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}_4) \qquad (5)$$

Полная амплитуда Λ включает локальную часть λ, которая не содержит двухмезонных графиков: $H^{\circ}_{\pi\pi} = \frac{1}{4} \lambda \overline{\phi^4}$. Дальнодействующие графики в Λ соответствуют случаю, когда две из координат r в (5) близки, а две другие далеки. При этом существует три "опасных" канала у Λ, отвечающих трем возможностям выбора близких и далеких r. Простейший график (3) дает вклад в энергию $H_{\pi\pi}$, равный

$$\frac{3}{4} \lambda^2 \int V(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \phi^2(\mathbf{r}_1) \phi^2(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 = \frac{3}{4} L(0) \overline{\phi^2}\,\overline{\phi^2} \lambda^2 .$$

Суммирование же всех "опасных" графиков приводит к выражению

$$H^{(1)}_{\pi\pi} = \frac{3}{4} \lambda^2 L(0) \frac{\overline{\phi^2}\,\overline{\phi^2}}{1 - L(0)\lambda} \qquad \lambda > 0; \quad L(0) < 0 . \qquad (6)$$

Рассмотрим случай конденсатного поля, имеющего вид плоских слоев: $\phi_0 = a \sin k_0 z$

$$H_{\pi\pi} = H^{\circ}_{\pi\pi} + H^{(1)}_{\pi\pi} = \frac{a^4}{4} \frac{3}{8} \frac{\omega_0 - \omega_1}{\omega_0 + \omega_1} \qquad (7)$$

ω_1 — малая величина $\sim 1/M^2$: $\omega_1 = L(0)\lambda \approx 0{,}05\ \lambda$.

При $\omega_0 = \omega_1$, $H_{\pi\pi}$ обращается в нуль, и при дальнейшем увеличении плотности меняет знак, член же в энергии $\sim a^2$ при этом еще положительный. Для нахождения оптимального ϕ_0, при $H_{\pi\pi} < 0$, необходимо учитывать в H следующие члены по степеням ϕ^2_0. Оказывается, что главный вклад таких членов можно учесть, заменив D в (3) точной функцией распространения мезона в поле конденсата. При этом величина ω_0 в (7) уже зависит от ϕ_0^2. Мы приведем лишь результат: поле ϕ_0^2 возникает скачком с малой величины $\sim\omega_1$, выигрыш в энергии появляется с нулевого значения. Измерение знака эффективного взаимодействия является, по-видимому, общим свойством неустойчивости на $k \neq 0$. Для классических систем это замечено в работе [4].

4. Вблизи точки перехода существенной перестройке подвергается квазичастичный спектр нуклонов. Одномезонный график дает неаналитический вклад в собственную массу нуклонов Σ

$$\Sigma_\pi = \nu\,[(\,i\,\chi\,|\,\epsilon|\; - \omega_0^2)^{1/2} - i\omega_0]\,\mathrm{sign}\,\epsilon \qquad \nu \sim 1. \tag{8}$$

Энергия ϵ_p и затухание γ_p-квазичастиц у поверхности Ферми даются выражениями

$$\epsilon_p = \frac{v_F^{\circ}(p - p_F)}{1 + \nu\chi/2\omega_0}\,, \qquad \gamma_p = \frac{1}{8}\,\nu\,\frac{\epsilon_p|\,\epsilon_p|\,\chi^2}{\omega_0^3}\,.$$

Квазичастицы исчезают при $\epsilon_p \sim \omega_0^3/\nu\chi^2$, когда γ_p сравнивается с ϵ_p. Эффективная масса квазичастиц возрастает при $\omega_0 \to 0$.

$$m^*/m \approx \nu\chi\;/2\omega_0\,.$$

Вдали от поверхности Ферми Σ_π не зависит от ω_0.

$$\Sigma_\pi = \nu(\,i\,\chi\,|\,\epsilon|\,)^{1/2}\mathrm{sign}\,\epsilon \qquad \chi_\epsilon >> \omega_0^2\,.$$

Таким образом, при $\omega_0 \to 0$ у Σ_π – появляется корневая особенность по ϵ.

5. Рассмотренные выше явления связаны с дальнодействием, которое появляется в непосредственной близости к точке перехода. В реальных ядрах такое дальнодействие неизбежно обрезано на размерах порядка радиуса ядра. Поэтому полученные выше результаты, применимы в полной мере, лишь к большим системам. Однако из расчетов, проделанных в [1, 3] можно сделать вывод, что ядерное вещество близко к фазовому переходу и есть основание полагать, что величина $\omega_0^2 << 1$, хотя быть может и $\omega_0 > \omega_L$. При этом формула (4) сохраняет силу и двухмезонный график следует считать дальнодействующим, наряду с обычными фермижидкостными дальнодействующими графиками типа частица-дырка, а не рассматривать как локальный с радиусом действия $\sim 1/2$.

Подчеркнем, что речь идет о дальнодействии на расстояниях порядка размера ядра, а не близкого к единице.

Выражаю благодарность А.Б.Мигдалу за обсуждения.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 июня 1975 г.

Литература

[1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 61, 2210, 1971.

[2] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 62, 1993, 1972.

[3] А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ, 66, 443, 1974.

[4] С.А.Бразовский. ЖЭТФ, 68, 175, 1975.