Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 7, стр. 566 – 569 5 октября 1977 г.

РЕЛАКСАЦИЯ ПИОННОГО ПОЛЯ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

В.М.Галицкий, И.Н.Мишустин

Рассмотрено поведение классического пионного поля в ядерном веществе в случае, когда его первоначальное значение не равно равновесному. В предположении, что основным механизмом диссипации является затухание Ландау, найдено время релаксации пионного поля в равновесному значению, оказавшееся значительно меньше времени столкновения тяжелых ионов с энергией в несколько сотен *мэв* на нуклон.

В последнее время широко исследуется и обсуждается роль мезонных степеней свободы в атомных ядрах. Начиная с работы Мигдала 1971 г. [1] особый интерес теоретиков и экспериментаторов вызывает проблема пионной конденсации в ядерном веществе и возможность существования аномальных – сверхплотных – ядер. В связи с развитием экспериментов с тяжелыми ионами высоких энергий, нацеленных на проверку этих теоретических предсказаний, важное значение приобретает исследование динамических характеристик пионного конденсата в зависимости от степени сжатия ядерного вещества.

Из теории пионной конденсации [2] следует, что вблизи точки фазового перехода классическое пионное поле $\phi(\mathbf{r}, t)$ описывается уравнением (для определенности под $\phi(\mathbf{r}, t)$ будем понимать поле заряженных пионов):

$$\{[a\hat{\omega}^2 + 2i\beta\hat{\omega} - \omega_0^2 - \gamma(\hat{\mathbf{k}}^2 - k_0^2)^2] - \lambda|\phi(\mathbf{r}, t)|^2\}\phi(\mathbf{r}, t) = 0. \qquad (1)$$

Здесь $\hat{\omega}$ и $\hat{\mathbf{k}}$ – операторы дифференцирования по времени и координате: $\hat{\omega} = i\partial/\partial t$, $\hat{\mathbf{k}} = -i\partial/\partial\mathbf{r}$. Выражение в квадратных скобках в импульсном представлении представляет собой первые члены разложения обратного пионного пропагатора по ω и k вблизи значений $\omega = 0$, $k = k_o$, отвечающих равновесному пионному полю. Величина ω_o^2 имеет характерное поведение для фазового перехода второго рода: $\omega_o^2 = \eta(n_c - n)$, т. е. меняет знак при критической плотности нуклонов $n = n_c$. Параметры a, β, γ, η выражаются через поляризационный оператор пиона в ядерном веществе $\Pi(k, \omega)$ в импульсном представлении:

$$a = 1 - \frac{\partial}{\partial\omega^2}\,\mathrm{Re}\,\Pi\,; \quad \beta = \frac{1}{2}\,\frac{\partial}{\partial\omega}\,\mathrm{Im}\,\Pi\,; \quad \gamma = \frac{1}{2}\,\frac{\partial^2\Pi}{\partial(k^2)^2}\,; \quad \eta = -\frac{\partial\Pi}{\partial n}\,. \tag{2}$$

В (2) все производные берутся при $\omega = 0$, $k = k_o$, $n = n_c$. Значения k_o и n_c находятся из дисперсионного уравнения для пионов при $\omega = 0$. Явное выражение для Π, рассчитанное в достаточно реалистической модели, можно найти в работе [2]. Здесь мы приведем явное выражение для β при $k_o << 2p_F$:

$$\beta = \frac{f^2 k_o}{2\pi}\left(\frac{m^*}{m_\pi}\right)^2 (1 + g^-)^{-2}\,, \tag{3}$$

где $f = 1,0$ – константа связи πN-взаимодействия, $m^* \approx 0,9\, m_N$ – эффективная масса нуклона в ядерном веществе, m_π и m_N – массы пиона и нуклона в вакууме, g^- – константа локального спин-спинового взаимодействия нуклонных квазичастиц [2, 3].

При значении $g^- = 1,6$, которое приводит к n_c, близкой к ядерной плотности, параметры уравнения (1) имеют значения (в пионных единицах: $\hbar = c = m_h = 1$):

$$a = 5, \quad \beta = 2, \quad \gamma = 0,25, \quad \eta = 6, \quad k_o = 2,4. \tag{4}$$

Величина λ, входящая в уравнение (1), характеризует эффективное взаимодействие пионных квазичастиц в ядерном веществе. Ее получение сопряжено с большими вычислительными трудностями [4]. Грубые оценки дают $\lambda \sim 10$.

С точки зрения релаксационных свойств системы в уравнении (1) особенно важен второй член в квадратных скобках, связанный с мнимой частью поляризационного оператора соотношениями (2), (3). Как известно, эта мнимая часть главным образом обусловлена распадом коллективного возбуждения на частицу и дырку из сплошного спектра (затухание Ландау). При $n > n_c$ начальное состояние с $\phi = 0$ является возбужденным состоянием системы и именно затухание Ландау обеспечивает эффективный механизм отвода избыточной энергии пионного поля в нуклонные степени свободы.

Выберем координатную зависимость пионного поля в простейшем виде, совместимом с уравнением (1): $\phi(\mathbf{r}, t) = \phi(t)\exp(ik_o z)$ и найдем его эволюцию во времени при $n > n_c$. Для получения качественной картины линеаризуем уравнение (1), разложив $\phi(t)$ вблизи его равновесного значения $|\phi_{eq}| = (-\omega_o^2/\lambda)^{1/2}$. Вводя обозначение $X(t) =$

$= \phi_{eq} - \phi(t)$, находим затухающее решение вида:

$$\chi(t) = \chi_0 \left[\frac{\mathrm{sh}\left(\frac{\beta}{a}\sqrt{1-\xi^2}\,t\right)}{\sqrt{1-\xi^2}} + \mathrm{ch}\left(\frac{\beta}{a}\sqrt{1-\xi^2}\,t\right) \right] \exp\left(-\frac{\beta}{a}t\right), \qquad (5)$$

$$\xi^2 \equiv -\frac{2a}{\beta^2}\,\omega_0^2 \geqslant 0.$$

Здесь χ_0 – начальное отклонение, начальное значение $\dot{\chi}$ принято равным нулю. Отсюда следует, что при $\xi^2 < 1$ поле достигает своего равновесного значения в апериодическом режиме, при $\xi^2 > 1$ – имеют место затухающие колебания. Случай $\xi^2 = 1$ соответствует критическому затуханию. Время релаксации τ вблизи критической точки ($\omega_0^2 \to 0$) ведет себя как $-\beta/\omega_0^2$, т. е. имеет особенность при $n = n_c$. С удалением от критической точки τ довольно быстро убывает и при $\xi^2 \geqslant 1$, что соответствует $\frac{n - n_c}{n_c} \gtrsim 0{,}2$, выходит на константу:

$$\tau_0 = \frac{a}{\beta} \approx 2{,}5\frac{\hbar}{m_\pi c^2} = 1{,}2\cdot 10^{-23}\ сек. \qquad (6)$$

Заметим, что в случае $\left|\frac{a\omega_0^2}{\beta^2}\right| << 1$, который реализуется вблизи критической точки, можно пренебречь первым членом в уравнении (1), после чего оно сводится к уравнению Бернулли и допускает точное аналитическое решение:

$$|\phi(t)|^2 = |\phi_{eq}|^2 \left[1 + \left(\frac{|\phi_{eq}|^2}{|\phi_0|^2} - 1\right)\exp\left(\frac{\omega_0^2}{\beta}t\right)\right]^{-1}, \qquad \omega_0^2 < 0.$$

Здесь $|\phi_0|^2$ – начальное значение квадрата пионного поля, которое определяется квантовыми или тепловыми флуктуациями. Характерное время изменения поля в этом случае – β/ω_0^2 совпадает с тем, которое получается из (5) при $\xi^2 \to 0$, что оправдывает приведенный выше качественный расчет.

Процесс столкновения двух тяжелых ядер в нерелятивистской кинематике характеризуется временем

$$\tau_{ст} = 4 r_0 A^{1/3}\left(\frac{2w}{m_N}\right)^{-1/2},$$

где $r_0 = 1{,}2\cdot 10^{-13}$ *см*, w – энергия, приходящаяся на один нуклон налетающего иона в лабораторной системе. Например, при $w = 250$ *Мэв/A* и $A^{1/3} = 6$ получаем $\tau_{ст} = 1{,}4\cdot 10^{-22}$ *сек*. Сравнение с (6) показывает, что $\tau_0 << \tau_{ст}$.

Таким образом, за исключением непосредственной окрестности критической точки, время релаксации пионного поля оказывается значительно меньше времени жизни сгустка сжатого ядерного вещества, образующегося в результате столкновения. Это позволяет процесс столкновения тяжелых ядер с энергией несколько сотен *Мэв* на нуклон считать адиабатическим для пионных степеней свободы и для описания динамики столкновения использовать параметры равновесного пионного конденсата, как это делалось в [4]. При этом, однако, возникает вопрос о дополнительном разогреве системы, связанном с описанным выше механизмом релаксации. Тепловые свойства пионного конденсата будут рассмотрены в следующей работе.

Авторы выражают благодарность В.А.Ходелю за полезные обсуждения.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
18 августа 1977 г.

Литература

[1] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 61, 2209, 1971.

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

[3] А.Б.Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, М., изд. Наука, 1965.

[4] А.Б.Мигдал, О.А.Маркин, И.Н.Мишустин. ЖЭТФ, 70, 1592, 1976.

[5] В.М.Галицкий, И.Н.Мишустин. Препринт ИАЭ-2873, М., 1977.