*Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 5, стр. 326 – 328          5 марта 1974 г.*

# ВЛИЯНИЕ $\pi$-КОНДЕНСАТА НА СВОЙСТВА ЯДЕР

*А.Б.Мигдал, Н.А.Кириченко, Г.А.Сорокин*

Показано, что в тяжелых ядрах $\pi$-конденсация может привести к деформации ядер и образованию изомеров формы.

Рассмотрена модуляция плотности нуклонов, вызванная $\pi$-конденсатом, и связанные с ней эффекты при рассеянии на ядрах.

Как было показано в работах одного из авторов [1 – 3], в ядерном веществе, начиная с некоторой плотности $n_c$, квадрат частоты пионов становится отрицательным, и возникает электронейтральный $\pi$-конденсат. В данной работе мы рассмотрим $\pi$-конденсацию в ядрах и связанные с этим эффекты. Для простоты будем говорить об образовании нейтрального конденсата; полученные результаты легко обобщаются на случай трехкомпонентного поля. В дальнейшем будут использованы пионные единицы ($\hbar = c = m_\pi = 1$).

Плотность энергии основного состояния системы в присутствии статического конденсатного поля $\phi_0$ была найдена в [2]

$$E^\pi(\phi_0) = \sum_k \frac{\tilde{\omega}^2(k)}{2} \phi_{0,k}\phi_{0,-k} + \frac{\lambda}{4V}\int \phi_0^4\, dV, \tag{1}$$

где $\tilde{\omega}^2(k) = 1 + k^2 + \Pi(0, k)$, $\Pi(\omega, k)$ – поляризационный оператор пионов. При плотности близкой к критической достаточно разложить $\tilde{\omega}^2(k)$ вблизи минимума $\tilde{\omega}^2(k) = \omega_0^2 + \gamma(k^2 - k_0^2)^2$, при $n > n_c$ $\omega_0^2 < 0$, $\gamma > 0$. Переходя к координатному представлению, получим

$$(\Delta + k_0^2)^2 f = \epsilon(f - \frac{4}{3}f^3), \tag{2}$$

где $f = \phi_0/a_0$, $a_0^2 = 4|\omega_0^2|/3\lambda$, $\epsilon = |\omega_0^2|/\gamma k_0^4 << 1$.

Уравнения типа (2) решаются с помощью асимптотических методов теории нелинейных колебаний (см., например, [4]): $f = a f_0$, $f_0$ – решение линейного уравнения ($\epsilon = 0$), $a$ – медленно меняющаяся амплитуда. Вывод граничных условий к уравнению (2) будет приведен в следующем сообщении, укажем, что в основном в $\epsilon$-приближении энергию системы можно найти с помощью граничного условия $a|_S = 0$. Остальные граничные условия определяют константы, несущественные для вычисления энергии в рассматриваемых условиях.

Для сферического ядра (2) имеет решение, переходящее в глубине в сферические слои

$$f = \operatorname{th}\mu(R - r)\cos k_0 r, \tag{3}$$

$\mu = |\omega_0|\, 2\sqrt{2\gamma}k_0$, $\mu R >> 1$ с энергией

$$E = E_0 V + E_S S, \tag{4}$$

где $E_o = -\omega_o^4/6\lambda$, $E_S = 4|E_o|/3\mu$, $V$ – объем ядра, $S$ – площадь поверхности. Нетрудно также найти решение, переходящее в глубине в плоские слои

$$f = \mathrm{th}\,\mu(\sqrt{R^2 - \rho^2} - |z|)\cos k_o z \tag{5}$$

при $\cos\theta >> \sqrt{\epsilon}$, $\mu\sqrt{R^2-\rho^2} >> 1$, $\rho^2 = x^2 + y^2$. Энергия, соответствующая (5)

$$E = E_o V + 2E_S S_e, \tag{6}$$

где $S_e$ – площадь экваториального сечения. Выражения для энергии (4) и (6) справедливы и для эллиптических ядер. Из приведенных выражений следует, что в тяжелых ядрах ($\mu R >> 1$) решение с плоскими слоями дает меньшую поверхностную энергию, т. е. (5) энергетически выгоднее, чем (3), тогда как в более легких ядрах ($\mu R \sim 1$) осуществляется сферически симметричное решение.

Так как конденсатная добавка к поверхностной энергии в случае плоских слоев пропорциональна поперечному сечению ядра, наличие конденсата (5) будет способствовать вытягиванию ядер вдоль оси вращения. Рассмотрим деформацию сферического ядра. Найдем зависимость энергии ядра от параметра квадрупольной деформации $\beta$

$$E(\beta) = \frac{a(\beta)\beta^2}{2} - \frac{4\pi R^2 E_S \beta}{3} \tag{7}$$

Следует учитывать хорошо известный факт, что жесткость по отношению к малым деформациям ($\beta < A^{-1/3}$) определяется расстройством оболочечной структуры и имеет порядок $a(0) \sim \epsilon_F A$, тогда как жесткость по отношению к большим деформациям определяется поверхностной энергией системы и, как это следует из полуэмпирической формулы для энергии связи ядер, $a(\beta) \approx (1/6)\epsilon_F A^{2/3}$, $\beta > A^{-1/3}$ т. е. значительно меньше, чем $a(0)$.

Легко видеть, что минимуму $E(\beta)$ соответствует состояние с малой деформацией $\beta_o = 4\pi R^2 E_S / 3a(0)$, и что при $(2/3)\pi R^2 E_S > d(a\beta^2)/d\beta|_{min}$ на кривой $E(\beta)$ образуется второй минимум, что соответствует так называемым изомерам формы (см., например, [5]). Отметим, что если второй минимум существует по оболочечным причинам, конденсат его углубит. Однако, минимум может появиться и тогда, когда оболочечные расчеты его не дают. Отметим также, что начальная жесткость ядра $a(0)$ может оказаться настолько большой, что в силу малости равновесной деформации $\beta_o$ соответствующая ротационная полоса попадет в область одночастичных энергий, т. е. станет ненаблюдаемой.

Как отмечалось ранее [2], $\pi$-конденсация приводит к модуляции плотности нуклонов. Вдали от края ядра

$$n = n_o + n_1 \cos 2k_o z \tag{8}$$

для случая плоских слоев и

$$n = n_0 + n_1 \cos 2k_0 r \qquad (9)$$

для сферических слоев. Эта модуляция плотности может привести к заметному вкладу в сечение рассеяния на ядрах при передаваемых импульсах $q \sim 2k_0$. В случае плоских слоев при рассеянии на неориентированных ядрах эффект несколько ослабляется за счет усреднения по направлениям слоев. В связи с этим следует отметить, что в последние годы появилось большое число экспериментальных работ, в которых определялись электрические формфакторы ядер как функции передаваемого импульса (см., например [6 – 8]). В области $q \approx 2 - 3 fm^{-1}$ наблюдаются систематические отклонения от формфакторов, соответствующих гладкому распределению плотности. Попытки объяснить эти отклонения оболочечными флуктуациями плотности встретились с серьезными трудностями (см., например [9]). Возможно, что эти отклонения объясняются конденсатной модуляцией плотности, которая привела бы к поправкам к формфактору именно при $q \sim 3 fm^{-1}$.

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

Поступила в редакцию
24 января 1974 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] Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольский. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М., ФМ, 1963.

[5] С.М.Поликанов. УФН, **107**, 685, 1972.

[6] J.Bellicard, P.Bounin, R.Frosch, R.Hofstadter, J.McCarthy, F.Uhrhane, M.Yearian, B.Clark, R.Herman, D.Ravenhall. Phys. Rev. Lett., **19**, 527, 1967.

[7] J.Heisenberg, R.Hofstadter, J.McCarthy, I.Sick, B.Clark, R.Herman, D.Ravenhall. Phys. Rev. Lett., **23**, 1402, 1969.

[8] I.Sick. Nucl. Phys., **A208**, 557, 1973.

[9] H.Bethe. Ann. Rev. Nucl. Sci, **21**, 93, 1971.