ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LIX 1974 3

УДК 539.3

ФИЗИКА

Г. П. Алоджанц, Л. Ш. Григорян,
член-корреспондент АН Армянской ССР Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян

К вопросу об образовании π-конденсата в ядерном веществе

(Представлено Г. С. Саакяном 17/V 1974)

Известно, ([1]) что при плотностях порядка ядерной в среде вместе с нуклонами и электронами могут быть и Σ^- гипероны. Появление в вырожденной ядерной материи гиперонов обусловлено принципом Паули и минимумом энергии ее основного состояния. Соответствующие расчеты ([1]) нельзя считать окончательными, ибо не известно точное значение энергии взаимодействия между разными видами барионов. При этих плотностях имеется возможность возникновения и π-конденсата, правда, с той же неопределенностью в знании взаимодействия между барионами. Нам кажется, что в настоящее время трудно однозначно утверждать, какая альтернатива реализуется в природе.

Впервые на возможность образования π-конденсата при ядерной плотности было указано в работе ([2]). Позже этот вопрос исследовался так же в работах ([3-4]). В упомянутых работах рассматривались π-мезоны в состояниях описываемых либо бегущей, либо стоячей плоской волной. С таким представлением связаны некоторые трудности (появление больших прямолинейных макроскопических токов и определенная неувязка с центрально-симметричным распределением масс). Поэтому представляется интересным исследовать возможность образования других типов π-конденсата, например, конденсата с определенным моментом и энергией.

Рассмотрим образование π^--конденсата в состоянии, описываемом волновой функцией

$$\varphi_\pi \sim \sum_{|\vec{k}|=k_0} a_{\vec{k}} |\vec{k}\rangle, \tag{1}$$

где $a_{\vec{k}}$ амплитуда плоской волны $|\vec{k}\rangle$, а суммирование при фиксированном k_0 означает, что значение энергии у π^-—мезонов считается определенным. Необходимое условие образования π^-—конденсата

$$E_2 < E_1. \tag{2}$$

Здесь,
$$E_1 = \sum_{\vec{p}, s} \frac{\vec{p}^2}{2m} \tag{3}$$
энергия вырожденного идеального нейтронного газа с заданным числом частиц N, а
$$E_2 = \langle \psi_2 | \hat{H} | \psi_2 \rangle, \tag{4}$$
где $|\psi_2\rangle$ основное состояние системы при наличии π^-—конденсата, а $\hat{H}$ соответствующий гамильтониан. Знак равенства в (2) соответствует порогу появления в среде π^-—мезонов. Как и в работах ([3], [4]), мы будем учитывать взаимодействие нуклонов только с π—мезонами из конденсата и применим приближенный метод среднего поля.

При интересующих нас плотностях нуклоны являются нерелятивистскими. Поэтому, оператор взаимодействия можно будет записать в виде
$$\hat{H}_I = -\frac{F}{m_\pi} \int \psi_N^+ \vec{\sigma}\, \vec{\tau} \psi_N\, \nabla \vec{\Phi}_\pi\, d v, \tag{5}$$
где $F \approx 1{,}1$ $\hbar = c = 1$, $\vec{\sigma}$ оператор спина, а $\vec{\tau}$ оператор изоспина. Полагая, что число π—мезонов велико, получим (метод среднего поля)
$$\hat{H}_I = -\sqrt{2}\frac{F}{m_\pi} \int \psi_p^+ \vec{\sigma} \psi_n \nabla \varphi_\pi^* dv + \text{э. с.}, \tag{6}$$
где
$$\varphi_\pi = \frac{1}{\sqrt{2 w_{k_0}}} \sum_{|\vec{k}| = k_0} \alpha_{\vec{k}} |\vec{k}\rangle, \qquad \sum_{|\vec{k}| = k_0} |\alpha_{\vec{k}}|^2 = xN. \tag{6'}$$
Здесь x — концентрация π—мезонов, а $w_{k_0} = \sqrt{k_0^2 + m_\pi^2}$ — энергия π—мезона.

Подставляя в (6) разложения
$$\psi_p = \sum_P b_P |P\rangle, \qquad \psi_k = \sum_Q C_Q |Q\rangle,$$
где P и Q символическая запись импульса и спина частицы $P \equiv (\vec{P}, s_p)$ и $Q = (\vec{q}, s_n)$, получаем
$$\hat{H}_I = \sum_{P, Q} [M_{P,Q} b_P^+ C_Q + \text{э. с.}], \tag{7}$$
где
$$M_{P,Q} = i \frac{F \alpha^*_{\vec{q}-\vec{p}}}{m_\pi \sqrt{w_{k_0} V}} \langle s_p | \vec{\sigma} (\vec{q} - \vec{p}) | s_n \rangle \tag{7'}$$

Легко убедиться в том, что рассмотрение состояния (1) вместо плоских волн, не изменяет порога рождения частиц и их конденсацию. Так в (6′) $|\alpha_{\vec{k}}|^2 xN$ представляет собой вероятность обнаружить все xN π—мезонов в состоянии, описываемом волновой функцией $|\vec{k}\rangle$. В соответствии с этим энергию конденсата можно оценить по формуле

$$E_c \approx \frac{1}{xN} \sum_{|\vec{k}| = k_0} |\alpha_{\vec{k}}|^2 \, E_c(\vec{k}), \tag{8}$$

где $E_c(\vec{k})$—энергия конденсата с определенным значением импульса (плоская волна). Поскольку E_c функция от k^2, а в (8) суммирование производится только по направлениям $\vec{k}$, то E_c можно вынести из под знака суммы. Таким образом, энергия конденсата не зависит от волновой функции (1) и совпадает с результатом случая бегущей волны, рассмотренным в [4]:

$$E_c \approx \left| w_{k_0} + \frac{k_0^2}{2m} - 2\frac{Fk_0}{m_\pi} \sqrt{\frac{N(1-x)}{w_{k_0} V}} \right| xN. \tag{9}$$

По сути дела в оценке (8) предполагается, что π—конденсат представляет собой смешанный ансамбль с различными направлениями импульса. Очевидно, энергия основного состояния должна быть ниже (9). Отсюда для порога рождения получается $n_c \approx 2{,}5 \cdot 10^{38} см^{-3}$ [4].

Наиболее общий вид волновой функции системы с гамильтонианом взаимодействия (7) есть

$$|\psi_2\rangle = \prod_p \sum_{\vec{k}} (v_{k,p} b^+_{\vec{k}} + u_{k,p} C^+_{\vec{k}}) |0\rangle, \tag{10}$$

где под $|0\rangle$ мы подразумеваем волновую функцию состояния, в котором нет нуклонов, но имеется xN π—мезонов, а $u_{k,p}$ и $v_{k,p}$ набор пока не определенных коэффициентов, образующих две матрицы $\hat{u}$ и $\hat{v}$. Энергию конденсата E_c можно оценить вариационным методом Хартри-Фока-Боголюбова [5]. Рассмотрим специальный тип квазисостояний β и γ, определяемых соотношениями

$$b_p = \sum_k (u_{p,k}\beta_k + v_{p,k}\gamma_k),$$

$$C_p = \sum_k (-v_{p,k}\beta_k + u_{p,k}\gamma_k). \tag{11}$$

Подставляя (11) в (10), можно вычислить энергию системы (4).

Затем, минимизируя полученное выражение по матрицам $\hat{u}$ и $\hat{v}$, получаем энергию конденсата $E_c = E_2 - E_1$, которая в случае малых x принимает вид [6]:

$$E_c \approx \sum_{|\vec{k}| = k_0} |\alpha_{\vec{k}}|^2 w_{k_0} - \frac{Fk_0}{m_\pi} \sqrt{\frac{N}{w_{k_0} V} \sum_{|\vec{k}| = k_0} |\alpha_{\vec{k}}|^2 \sum_{|\vec{k}| = k_0} |\alpha_{\vec{k}} + \alpha^*_{-\vec{k}}|^2} \tag{12}$$

Однако, (12) дает завышенное значение E_c, истинное значение оказывается ниже. В самом деле, подставляя в (12) $\alpha_{\vec{k}} = \sqrt{xN}\,\delta_{\vec{k},\vec{k}_0}$ (плоская волна), для порога рождения находим $n_c \approx 3{,}6 \cdot 10^{38} см^{-3}$, что на 40% выше значения $n_c \approx 2{,}5 \cdot 10^{38} см^{-3}$, полученного в [4].

Правда, путем частичного видоизменения (11) можно прийти к последнему результату ([6]). Выбирая волновую функцию удовлетворяющей требованию $a^*_{-\vec k} = a_{\vec k}$ (суперпозиция стоячих плоских волн), получаем

$$E_c \approx \left| w_{k_0} - 2\frac{Fk_0}{m_\pi}\sqrt{\frac{N}{w_{k_0}V}}\right| xN. \qquad (13)$$

Это выражение для E_c отличается от (9) (при малых x) слагаемым $(k_0^2/2m)xN$, что приводит к порогу

$$n_c = \frac{\sqrt{3}}{4F^2}3m_\pi^4 \approx 1{,}8\cdot 10^{38}\ см^{-3} \qquad (14)$$

и к пороговому значению волнового числа $k_0 = \sqrt{2}m_\pi$. Это значение n_c чуть ниже величин полученных в работах ([2-4]).

Итак, в отличие от упомянутых выше работ, можно допустить образование конденсата в виде суперпозиции стоячих плоских волн по разным направлениям, в частности, образование сферической волны $\varphi_\pi \sim Y_{1,0}(\Omega_{\vec k})$. Такое представление согласуется с симметрией задачи (сферическая нейтронная звезда). Однако, нужно иметь в виду, что учет взаимодействия между нуклонами и факт наличия вырожденного газа электронов может изменить приведенную картину. Возможно также появление π^+ и π^0 мезонов.
Исследованию этих моментов посвящена недавно вышедшая работа([7]).

Ереванский государственный университет

Գ. Բ. ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Լ. Շ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Գ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, Է. Վ. ՉՈՒԲԱՐՅԱՆ

Միջուկային նյութում π-կոնդենսատի առաջացման հարցի վերաբերյալ

Ուսումնասիրված է նյութի վիճակը միջուկային խտությունների տիրույթում: Քննարկված է π^- — մեզոնների կոնդենսացման հնարավորությունը միջուկային մատերիայում: π^- — մեզոնների վիճակը նկարագրվում է $\sum_{|\vec k|=k_0} a_{\vec k}^- |\vec k\rangle$ ալիքային ֆունկցիայով, որտեղ $a_{\vec k}^-$-ն $|\vec k\rangle$ հարթ ալիքի ամպլիտուդն է, իսկ k_0-ն ֆիքսված ալիքային թիվ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *Г. С. Саакян*, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, „Наука" 1972. [2] *А. Б. Мигдал*, ЖЭТФ, 61, 2209 (1971). [3] *R. F. Sawyer*, Phys. Rev. Lett, 29, 382 (1972). [4] *D. J. Scalapino*, Phys. Rev. Lett. 29, 386 (1972). [5] *В. Г. Соловьев*, Теория сложных ядер, „Наука", 1971. [6] *Л. Ш. Григорян*, Уч. записки ЕГУ, 1974. [7] *А. Б. Мигдал, О. А. Маркин, И. Н. Мишустин*, ЖЭТФ, 66, 443 (1974).