

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 9

НОЯБРЬ, 1973

ВЫПУСК 4

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОЙ КОНДЕНСАЦИИ π^- -МЕЗОНОВ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

Г. П. АЛОДЖАНЦ, Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Поступила 27 июля 1973

Показано, что учет междуклонного взаимодействия в ядерной материи приводит к тому, что энергия нейтронного состояния с небольшой примесью протонов и электронов („пре“-фаза) оказывается ниже энергии когерентного состояния с π^- -мезонным конденсатом ($np\pi^-$ -фаза).

1. В ряде работ [1—5] было показано, что при плотностях чуть выше ядерной основным состоянием вещества является не нейтронное (с незначительной примесью электронов и протонов), а некоторое когерентное состояние из примерно равного числа протонов, нейтронов и π^- -мезонов. В работах [3—5] не учитывалось взаимодействие между нуклонами, а π^- -мезоны представляли собой конденсат с определенным импульсом ($p \approx 170 \text{ Mev}$). Сильное взаимодействие π^- конденсата с нуклонами учитывалось и именно оно приводило к понижению энергии основного состояния системы.

Идея об образовании π^- -мезонного конденсата, с определенным импульсом уже при ядерных плотностях, впервые выдвинутая Мигдалом [1], очень привлекательна и могла бы иметь важное значение в теории сверхплотных небесных тел. Энергия состояния с π^- -мезонным конденсатом действительно ниже энергии идеального нейтронного газа. Однако учет сильного взаимодействия между нуклонами может оказаться очень существенным при сравнении энергий этих двух возможных основных состояний. Ниже будет показано, что учет междуклонного взаимодействия приводит к тому, что энергия нейтронного состояния с небольшой примесью протонов и электронов („пре“-фаза) оказывается ниже энергии когерентного состояния с π^- -мезонным конденсатом ($np\pi^-$ -фаза).

2. Взаимодействие между нуклонами учитывалось при помощи модифицированного юкавского потенциала

$$V(r) = -\frac{g_1^2}{r} e^{-\frac{r}{r_1}} + \frac{g_2^2}{r} e^{-\frac{r}{r_2}}. \quad (1)$$

Выбранный нами потенциал на больших расстояниях имеет характер притяжения, а на малых качественно учитывает отталкивание между нуклонами. Здесь $r_1 = h/m_{\pi}c$, а $r_2 = h/m_k c$. Конкретные расчеты выполнялись для двух значений постоянной ядерного взаимодействия $g_1^2/hc = 0.08$ и 1.21 , а постоянная g_2^2 подбиралась так, что, начиная с расстояния между частицами r_2 и меньше, взаимодействие принимало бы характер отталкивания.

Расчет энергии основного состояния системы, состоящей из нейтронов, протонов и электронов, проводился методом Хартри-Фока [6].

Гамильтониан системы в представлении вторичного квантования имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{\vec{p}, s} \frac{p^2}{2M} \hat{b}^+(\vec{p}, s) \hat{b}(\vec{p}, s) + \sum_{\vec{q}, s} \frac{q^2}{2M} \hat{c}^+(\vec{q}, s) \hat{c}(\vec{q}, s) + \\ & + \frac{1}{2V} \sum_{\vec{s}, \vec{s}', \vec{p}', \vec{p}, \vec{p}''} \Phi\left(\left|\frac{\vec{p}'' - \vec{p}}{h}\right|\right) \hat{b}^+(\vec{p}, s) \hat{b}^+(\vec{p}', s') \hat{b}(\vec{p} + \vec{p}' - \vec{p}'', s) \times \\ & \times \hat{b}(\vec{p}'', s) + \frac{1}{2V} \sum_{\vec{s}, \vec{s}', \vec{q}, \vec{q}', \vec{q}''} \Phi\left(\left|\frac{\vec{q}'' - \vec{q}}{h}\right|\right) \hat{c}^+(\vec{q}, s) \hat{c}^+(\vec{q}', s') \times \\ & \times \hat{c}(\vec{q} + \vec{q}' - \vec{q}'', s') \hat{c}(\vec{q}'', s) + \\ & + \frac{1}{2V} \sum_{\vec{s}, \vec{s}', \vec{p}, \vec{q}, \vec{p}''} \Phi\left(\left|\frac{\vec{p}'' - \vec{p}}{h}\right|\right) \hat{b}^+(\vec{p}, s) \hat{c}^+(\vec{q}, s') \hat{c}(\vec{p} + \vec{q} - \vec{p}'', s') \hat{b}(\vec{p}'', s), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\hat{b}^+(\vec{p}, s)$, $\hat{b}(\vec{p}, s)$, $\hat{c}^+(\vec{q}, s)$, $\hat{c}(\vec{q}, s)$ — операторы рождения и уничтожения протона с импульсом \vec{p} и спином s и нейтрона с импульсом \vec{q} и спином s , соответственно, M — масса нуклона, а $\Phi(k)$ — Фурье-образ потенциала взаимодействия (1) и

$$\Phi(\vec{k}) = -\frac{4\pi g_1^2 h^2}{k^2 + m_{\pi}^2 c^2 / h^2} + \frac{4\pi g_2^2 h^2}{k^2 + m_k^2 c^2 / h^2}. \quad (3)$$

Усредняя выражение (2) по квантовомеханическому состоянию, можно найти энергию основного состояния системы, $E = \langle H \rangle$, а затем стандартным образом определить энергию отдельных квазичастиц [7]

$$\begin{aligned} \varepsilon_p(p) = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n_p} = \frac{p^2}{2M} + \Phi(0) \left(n_p + \frac{n_n}{2} \right) + \\ + \frac{g_1^2}{2\pi\hbar p} \left\{ \frac{p_F^2 - p^2 + m_\pi^2 c^2}{2} \ln \left[\frac{(p + p_F)^2 + m_\pi^2 c^2}{(p - p_F)^2 + m_\pi^2 c^2} \right] + \right. \\ \left. + 2pp_F - 2pm_\pi c \left[\operatorname{artg} \frac{p + p_F}{m_\pi c} - \operatorname{artg} \frac{p - p_F}{m_\pi c} \right] \right\} - \\ - \frac{g_2^2}{2\pi\hbar p} \left\{ \frac{p_F^2 - p^2 + m_k^2 c^2}{2} \ln \left[\frac{(p + p_F)^2 + m_k^2 c^2}{(p - p_F)^2 + m_k^2 c^2} \right] + \right. \\ \left. + 2pp_F - 2pm_k c \left[\operatorname{artg} \frac{p + p_F}{m_k c} - \operatorname{artg} \frac{p - p_F}{m_k c} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_n(q) = \frac{\partial \varepsilon}{\partial n_q} = \frac{q^2}{2M} + \Phi(0) \left(n_n + \frac{n_p}{2} \right) + \\ + \frac{g_1^2}{2\pi\hbar q} \left\{ \frac{q_F^2 - q^2 - m_\pi^2 c^2}{2} \ln \left[\frac{(q + q_F)^2 + m_\pi^2 c^2}{(q - q_F)^2 + m_\pi^2 c^2} \right] + 2qq_F - \right. \\ \left. - 2qm_\pi c \left[\operatorname{artg} \frac{q + q_F}{m_\pi c} - \operatorname{artg} \frac{q - q_F}{m_\pi c} \right] \right\} - \\ - \frac{g_2^2}{2\pi\hbar q} \left\{ \frac{q_F^2 - q^2 + m_k^2 c^2}{2} \ln \left[\frac{(q + q_F)^2 + m_k^2 c^2}{(q - q_F)^2 + m_k^2 c^2} \right] + 2qq_F - \right. \\ \left. - 2qm_k c \left[\operatorname{artg} \frac{q + q_F}{m_k c} - \operatorname{artg} \frac{q - q_F}{m_k c} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где n_p и n_n — концентрации протонов и нейтронов, соответственно, а p_F и q_F — граничные импульсы протонов и нейтронов. Из выражений (4) и (5) можно найти эффективные массы протонов и нейтронов

$$\begin{aligned} \frac{1}{M_p} = \frac{1}{p_F} \left(\frac{d\varepsilon_p(p)}{dp} \right)_{p=p_F} = \frac{1}{M} - \frac{g_1^2}{\pi\hbar p_F} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{m_\pi^2 c^2}{4p_F^2} \right) \ln \left(1 + \frac{4p_F^2}{m_\pi^2 c^2} \right) - 1 \right] + \\ + \frac{g_2^2}{\pi\hbar p_F} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{m_k^2 c^2}{4p_F^2} \right) \ln \left(1 + \frac{4p_F^2}{m_k^2 c^2} \right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{1}{M_n} = \frac{1}{q_F} \left(\frac{d\varepsilon_n(q)}{dq} \right)_{q=q_F} = \frac{1}{M} - \frac{g_1^2}{\pi h q_F} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{m_k^2 c^2}{4q_F^2} \right) \ln \left(1 + \frac{4q_F^2}{m_k^2 c^2} \right) - 1 \right] + \frac{g_2^2}{\pi h q_F} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{m_k^2 c^2}{4q_F^2} \right) \ln \left(1 + \frac{4q_F^2}{m_k^2 c^2} \right) - 1 \right]. \quad (7)$$

Полученные выражения для энергий квазичастиц и эффективных масс дают возможность определить концентрации протонов и нейтронов в состоянии термодинамического равновесия при заданном числе барионов N в единице объема [8]. Концентрация электронов равна концентрации протонов из-за условия электронейтральности. Зная концентрации компонент барионного газа, можно определить плотность энергии основного состояния при температуре $T = 0$.

$$\varepsilon = \frac{p_F^2}{2M_p} n_p + \frac{q_F^2}{2M_n} n_n + Mc^2 N + c p_F n_p + V_0(N). \quad (8)$$

Последний член в выражении (8) характеризует глубину потенциальной ямы барионного газа.

3. Другим возможным состоянием ядерной материи, как указывалось выше, может быть когерентное состояние с π^- -мезонным конденсатом. В работах [3—4] было получено следующее выражение для плотности энергии основного состояния такой системы:

$$\rho = \frac{3}{10} \frac{(3\pi^2)^{2/3} h^2}{M} N^{5/3} + m_\pi c^2 z \sqrt{1+t^2} + \frac{m_k^2 c^2}{2M} z n t^2 - 2, 2 \left(\frac{h^2 c}{m_\pi} \right)^{1/2} \frac{t}{\sqrt{1+t^2}} N^{3/2} z \sqrt{1-z} + Mc^2 N,$$

где $z = n_p/N$ — отношение плотности протонов к плотности барионов, $t = p/m_\pi c$ (p — импульс π^- -мезонного конденсата). Первые три члена в (9) описывают энергию барионов в этом когерентном состоянии, четвертый член — энергию π^- -мезонов, а последний — энергию взаимодействия π^- -мезонного конденсата с нуклонами. Взаимодействие между нуклонами мы учли тем, что массы нуклонов заменили соответствующими эффективными массами (см. 6 и 7) и добавили к выражению (9) энергию $V_0(N)$. Эта энергия $V_0(N)$ при одинаковой концентрации барионов равняется последнему слагаемому выражения (8). Минимизацией выражения (9) по z и t определяли концентрацию π^- -мезонов, их импульс и наименьшую возможную плотность энергии при заданной концентрации барионов.

4. Расчеты проведены на ЭВМ „Наири-2“ и результаты приведены в табл. 1—2 и на рис. 1—2. Как видно из табл. 1 и рис. 1, концентрации протонов и электронов не превышают 3% общей

Таблица 1

$10^{-31} N$	$g_1^2/hc=0.08$			$g_1^2/hc=1.21$		
	$10^{-37} n_p$	$10^{-37} n_n$	$10^{-34} \epsilon$ (эрг/см ³)	$10^{-37} n_p$	$10^{-37} n_n$	$10^{-34} \epsilon$ (эрг/см ³)
1	$4.158 \cdot 10^{-4}$	0.99958	1.5067	$2.845 \cdot 10^{-3}$	0.9972	1.508
3	$3.546 \cdot 10^{-3}$	2.9965	4.5246	0.01832	2.9817	4.529
5	$9.546 \cdot 10^{-3}$	4.9900	7.5474	0.0400	4.9600	7.554
7	$1.805 \cdot 10^{-2}$	6.982	10.574	0.0647	6.9353	10.583
10	$3.566 \cdot 10^{-2}$	9.964	15.121	0.106	9.894	15.132
15	$7.620 \cdot 10^{-2}$	14.924	22.716	0.1736	14.826	22.727
20	0.13	19.87	30.330	0.2256	19.744	30.34
40	0.4733	39.927	60.957	0.5951	39.405	60.935
60	0.9995	59.00	91.835	0.9995	59.0	91.746
80	1.633	78.367	122.930	1.48	78.52	122.760
100	2.509	97.491	154.28	1.973	98.027	153.95

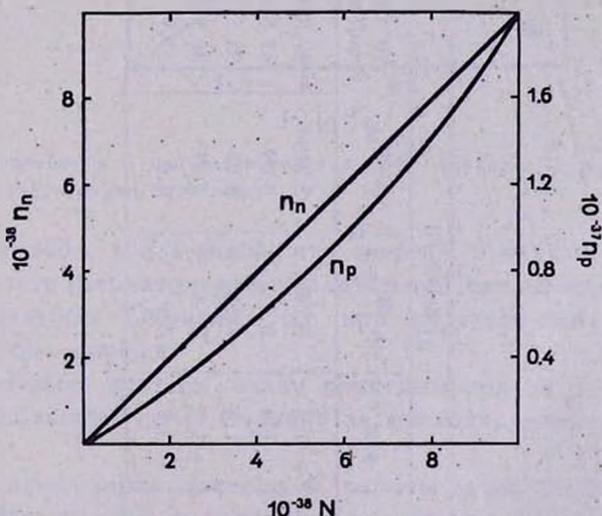


Рис. 1. Зависимость концентрации нейтронов (верхняя кривая) и протонов от числа барионов в единице объема для пре-состояния.

концентрации барионов. Появление протонов в барионном газе понижает энергию по сравнению с чисто нейтронным состоянием газа.

$$g_1^2/hc = 0.08$$

$10^{-38} N$	$p/m_{\pi} c$	$10^{-38} n_{\pi}$	$10^{-38} n_n$	$10^{-34} \varepsilon$ (эрг/см ³)
2.4	1.2	0.0864	2.3136	37.875
4.0	1.4	0.92	3.08	63.662
6.0	1.6	1.98	4.02	95.517
8.0	1.8	2.96	5.04	126.929
10.0	2.0	4.0	6.0	157.9

Таблица 2

$g_1^2/hc = 1.21$				
$10^{-38} n_n$	$p/m_{\pi}c$	$10^{-38} n_{\pi}$	$10^{-38} n_n$	$10^{-34} \varepsilon$ (эрг/см ³)
2.7	1.2	0.20	2.5	42.64
4.0	1.4	0.92	3.08	63.414
6.0	1.6	1.98	4.02	94.920
8.0	1.8	3.04	4.96	125.91
10.0	2.0	4.1	5.9	156.58

Отметим, что включение взаимодействия приводит к значительному увеличению концентрации протонов (примерно в 6—8 раз по сравнению с идеальным газом), что и приводит к существенному уменьшению энергии „пре“-фазы. Изменения энергии за счет эффективной массы незначительны, так как последняя у основной компоненты барионного газа — нейтронов мало отличается от массы свободного нейтрона. Такое поведение нейтронной эффективной массы приводит к тому, что порог рождения Σ^- гиперонов по сравнению с идеальным газом почти не меняется.

На рис. 2 приведены зависимость плотности энергии „пре“ и „прπ“- состояний от концентрации барионов для случая $g_2^2/\hbar c = 1.21$.

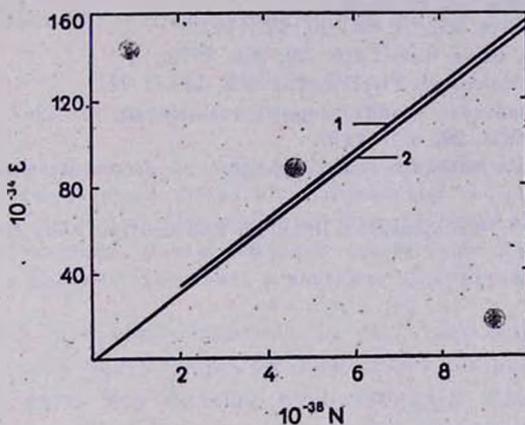


Рис. 2. Зависимость плотности энергии $пр\pi^-$ (кривая 1) и $пре$ (кривая 2) состояний от концентрации барионов.

Из сравнения табл. 1 и 2 видно, что энергия в случае $пре$ -состояния во всей области рассматриваемых плотностей оказывается ниже энергии $пр\pi^-$ -состояния. Отметим, что при подсчете плотности энергии член $V_0(N)$ был опущен.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность профессору Г. С. Саакяну за многочисленные полезные обсуждения.

После оформления настоящей работы нами была получена работа А. Б. Мигдала [9], в которой также утверждается невозможность образования π^- -мезонного конденсата в нейтронных звездах.

ON THE QUESTION OF POSSIBLE CONDENSATION OF
 π^- -MESONS IN THE NUCLEAR MATTER

G. P. ALOJANTS, D. M. SEDRAKIAN, E. V. CHUBARIAN

It is shown that if the interaction between nuclei is taken into account then the energy of the state of matter consists of neutrons with small mixture of electrons and protons („*нре*“-phase) which is lower than the energy of the coherent state with π^- condensate.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. Б. Мидал, ЖЭТФ, 61, 2209, 1971.
2. А. Б. Мидал, ЖЭТФ, 63, 1972.
3. R. F. Sawyer, Phys. Rev. Lett., 29, 382, 1972.
4. D. J. Scalapino, Phys. Rev. Lett., 29, 386, 1972.
5. J. Kogut, I. T. Manassah, Phys. Lett., 41A, 129, 1972.
6. Ч. Киттель, Квантовая теория твердых тел, Наука, М., 1967.
7. В. П. Силин, ФММ, 29, 681, 1970.
8. Г. С. Саакян, Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс, Наука, М., 1972.
9. А. В. Migdal, π^- -Condensation in nuclei and neutron stars (preprint), Chernogolovka, 1973.