АСТРОФИЗИКА

ТОМ 43 АВГУСТ, 2000 ВЫПУСК 3

УДК: 524.354.4

ГЕНЕРАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН

Поступила 8 апреля 2000

В этой работе исследовано влияние эффекта увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучими нейтронами на распределение нейтронных вихрей в вращающейся нейтронной звезде. Показано, что генерируемые токами увлечения протонные вихревые кластеры создают магнитную структуру нейтронного вихря. Подсчитана средняя индукция магнитного поля в нейтронном вихре. Наличие магнитного поля у нейтронного вихря существенно меняет радиус вихревой зоны. Ширина безвихревой зоны у поверхности ядра нейтронной звезды увеличивается, достигая макроскопических значений порядка несколько метров. Этот результат существенно меняет прежние представления о распределении нейтронных вихрей в нейтронной звезде.

1. *Введение.* Системы, в которых существуют два вида конденсата и, соответственно, два вида сверхтекучего движения, исследуются уже больше двадцати лет [1-12]. Такой системой является раствор атомов He^3 в жидкости He^4 ниже точки фазового перехода He^3 в сверхтекучее состояние. Уравнения трехскоростной гидродинамики, описывающие свойства этого раствора, были получены еще в конце пятидесятых годов [1]. Андреев и Башкин дополнительно учли в этих уравнениях "увлечение" конденсата He^3 конденсатом He^4 и показали, что каждое из сверхтекучих движений сопровождается переносом обоих компонентов раствора [2].

Другой системой с двумя сверхтекучими конденсатами является "npe"- фаза нейтронной звезды [3]. Эта фаза возникает в моделях нейтронных звезд с жестким уравнением состояния, когда центральная плотность вещества выше ядерной [13]. При центральной плотности звезды $\rho_c \approx 10^{14}$ г/см^3 эта фаза составляет все ядро нейтронной звезды с радиусом порядка 10км, а при $\rho_c \approx 10^{15}$ г/см^3 она представляет собой сферический слой толщиной порядка 1км, заключающий в себе гиперонное или кварковое ядро звезды. Так как средняя плотность нуклонов в "npe"- фазе порядка ядерной плотности, то протоны и нейтроны участвуют в сильном ядерном взаимодействии, приводящем к образованию протонных и нейтронных куперовских пар [14-17], и к появлению сверхпроводящего протонного и сверхтекучего нейтронного конденсатов. Электроны же образуют нормальный вырожденный ферми - газ, обеспечивающий локальную нейтральность системы. Фактически, связь протонных и нейтронных конденсатов, обусловленная их сильным взаимодействием, должна быть учтена при рассмотрении протонно - нейтронного сверхтекучего раствора. В работе [6] впервые была выдвинута идея о том, что учет этого взаимодействия приводит к возникновению нового типа нейтронных вихрей, несущих определенный поток магнитной индукции. В работах [4,7,9] были получены уравнения Гинзбурга - Ландау, из которых следовало наличие токов увлечения протонов нейтронами и нейтронов протонами. В частности, в работе [7] было найдено также уравнение Лондонов, из которого действительно следовала возможность существования нейтронных вихрей с определенным потоком магнитной индукции, содержащейся в обычных протонных вихрях. Если нейтронные вихри появляются из - за вращения нейтронной звезды, то протонные вихри, как показано в работах [6,7], могут появиться из - за магнитных полей, созданных токами увлечения нейтронных вихрей. Обобщение трехскоростной гидродинамики с учетом электрических токов и магнитных полей было предложено в работе [5] и завершено в [11,12].

В работах [7,11] в лондоновском приближении была рассмотрена магнитная гидродинамика вращающегося сверхтекучего раствора в "npe"- фазе нейтронной звезды. Были найдены условия возникновения и исследованы свойства протонных вихревых кластеров в окрестности центра нейтронного вихря. Однако в этих работах не было рассмотрено распределение "сложных" нейтронных вихрей внутри нейтронной звезды.

Цель настоящей работы - на основе трехскоростной магнитной гидродинамики изучить распределение несущих магнитный поток нейтронных вихрей внутри "npe"- фазы звезды, и, в частности, исследовать свойства безвихревой зоны нейтронной звезды.

2. *Уравнение Лондонов для индукции* $\bar{B}$. Рассмотрим вращающуюся нейтронную звезду с центральной плотностью материи выше ядерной плотности. В рамках простой модели такая звезда, при $\rho_c \approx 10^{14}$г/см^3, состоит из двух частей: "npe"- фазы, имеющей радиус порядка 10км, и твердой коры толщиной порядка нескольких сот метров [13]. Средняя плотность нейтронов $n_n \approx 10^{38}$ см$^{-3}$, средняя плотность протонов $n_p \approx 10^{36}$ см$^{-3}$. Вещество коры, состоящее из ядер и электронов, находится в нормальном состоянии. Вращение коры приводит к вращению двухкомпонентной сверхтекучей жидкости и к твердотельному вращению нормальных электронов со скоростью $\bar{v}_e = [\bar{\Omega}\bar{r}]$, где $\bar{\Omega}$- угловая скорость вращения звезды.

Плотность потоков массы сверхтекучих протонов и нейтронов $\bar{j}_1'$ и $\bar{j}_2'$ в лабораторной системе координат имеет следующий вид [4]:

$$\bar{j}_1' = \rho_{11}\,\bar{v}_1 + \rho_{12}\,\bar{v}_2,$$
$$\bar{j}_2' = \rho_{22}\,\bar{v}_2 + \rho_{12}\,\bar{v}_1, \qquad (1)$$

где $\rho_{11}+\rho_{12}=\rho_1$ - плотность протонов, $\rho_{22}+\rho_{12}=\rho_2$ - плотность нейтронов,

ρ_{12}- плотность увлечения, $\bar{v}_1$ и $\bar{v}_2$ - соответственно сверхтекучие скорости протонов и нейтронов. Электрический ток протонов можно записать в следующем виде:

$$\bar{j}_1 = \frac{e}{m_p}(\rho_{11}\bar{v}_1 + \rho_{12}\bar{v}_2) = \bar{j}_{11} + \bar{j}_{12}, \tag{2}$$

e и m_p - заряд и инертная масса протона. Второе слагаемое в формуле (2) представляет собой ток увлечения протонов нейтронами, возникающий из - за взаимодействия протонного и нейтронного сверхтекучих конденсатов. Ток увлечения $\bar{j}_{12}$ является заданным током проводимости, пока не появляется достаточное количество нормальной части протонов, приводящей к уменьшению плотности увлечения [6]. Ток $\bar{j}_{11}$ представляет собой обычный мейсснеровский ток протонов. Магнитная индукция $\bar{B}$ определяется из уравнения Максвелла:

$$\mathrm{rot}\,\bar{B} = \frac{4\pi}{c}\left(\bar{j}_{11} + \bar{j}_{12} - \frac{e}{m_p}\rho_1\bar{v}_e\right). \tag{3}$$

Подставляя (1) и (2), и учитывая, что [4]

$$\mathrm{rot}\,\bar{v}_1 = -\frac{e}{m_p c}\bar{B} + \kappa_1\bar{i}_1\sum_l\delta(\bar{r}-\bar{r}_l), \tag{4}$$

$$\mathrm{rot}\,\bar{v}_2 = \kappa_2\bar{i}_2\sum_j\delta(\bar{r}-\bar{r}_j), \tag{5}$$

получаем

$$\bar{B} + \lambda^2\,\mathrm{rotrot}\,\bar{B} = \Phi_0\bar{i}_1\sum_l\delta(\bar{r}-\bar{r}_l) + \Phi_1\bar{i}_2\sum_j\delta(\bar{r}-\bar{r}_j) - \frac{2m_pc}{e}\frac{\rho_1}{\rho_{11}}\bar{\Omega}, \tag{6}$$

где

$$\Phi_0 = \frac{\pi hc}{e}, \Phi_1 = \frac{m_p\rho_{12}}{m_n\rho_{11}}\Phi_0, \lambda^2 = \frac{m_p^2c^2}{4\pi e^2\rho_{11}}. \tag{6'}$$

Здесь $\bar{i}_1$ и $\bar{i}_2$ - единичные векторы по направлению протонных и нейтронных вихрей, $\bar{r}_l$ и $\bar{r}_j$ - соответственно радиус - векторы центров протонных и нейтронных вихрей, h - постоянная Планка, m_n - масса нейтрона, $\kappa_2 = \frac{\pi\hbar}{m_n}$ и $\kappa_1 = \frac{\pi\hbar}{m_p}$ - соответственно кванты циркуляции для нейтронов и протонов.

Заметим, что из уравнения (6) вытекает, что вращение приводит к появлению постоянного Лондоновского магнитного поля $\bar{H} = -\frac{2m_pc}{e}\frac{\rho_1}{\rho_{11}}\bar{\Omega}$, которое в условиях нейтронной звезды порядка 10^{-2} Гс. Если пренебречь этим полем, исследование генерации магнитного поля можно провести во вращающейся с угловой скоростью $\bar{\Omega}$ системе отсчета, в которой нормальная часть жидкости, т.е. электроны, покоятся.

3. *Энергия Гибсса для двухкомпонентной сверхтекучей жидкости*. Для исследования генерации магнитных полей в нейтронных звездах проследим за эволюцией нейтронной звезды после ее образования. Стандартные расчеты охлаждения показывают, что за несколько сот лет с начала образования нейтронной звезды, внутренняя температура T падает со значения порядка 10^{11} K, приближаясь к значению порядка 10^{8} K [18]. Так как температура перехода для протонов $T_{c1} = 2\cdot10^{9}$ K, а для нейтронов $T_{c2} = 10^{10}$ K ($^1S_0$ спаривание), то сначала нейтроны переходят в сверхтекучее состояние, а затем протоны. При плотностях ядерной материи выше $4\cdot10^{14}$ г/см^3 нейтронная жидкость переходит в сверхтекучее состояние, образуя пары с $^3P_2$ спариванием, что уменьшает температуру перехода до значения $T_{c2}=10^{9}$ K [10]. Следовательно, в этих областях нейтронной звезды переход нейтронов и протонов в сверхтекучее состояние происходит почти одновременно. Таким образом, независимо от режима охлаждения, можно считать, что в пульсарах, возраст которых выше тысячи лет, оба конденсата находятся в сверхтекучем состоянии.

Генерация магнитного поля возможна только при генерации нейтронных и протонных вихрей в нейтронной звезде. Причем, если нейтронные вихревые возбуждения возникают благодаря вращению звезды как целое, то протонные вихревые возбуждения появляются из - за наличия токов увлечения внутри отдельных нейтронных вихрей. Для того, чтобы определить, какие вихревые структуры возникают в звезде - только нейтронные, только протонные или обе вместе, необходимо выяснить, какой случай энергетически более выгоден.

Свободную энергию двухкомпонентной системы можно записать следующим образом [7]:

$$F = \frac{1}{2}\int\left(\rho_{11}\,\vec{v}_1^2 + 2\rho_{12}\,\vec{v}_1\,\vec{v}_2 + \rho_{22}\,\vec{v}_2^2\right)dV + \frac{1}{8\pi}\int B^2\,dV\,. \qquad (7)$$

Потенциал Гибсса с учетом вращения звезды и при наличии заданных токов увлечения имеет следующий вид:

$$G = F - \vec{\Omega}\,\vec{M} - \frac{1}{c}\int \vec{j}_{12}\vec{A}dV, \qquad (8)$$

где

$$\mathrm{rot}\,\vec{A} = \vec{B}, \qquad (9)$$

$\vec{\Omega}$ - угловая скорость, а $\vec{M}$ - полный момент вращения звезды. Учитывая (3)-(5), потенциал Гибсса G можно записать в следующем виде [10]:

$$G = \frac{1}{8\pi}\int\left[B^2 + \left(\lambda\,\mathrm{rot}\,\vec{B}\right)^2\right]dV + \frac{1}{2}\int\rho_{22}'\left(\vec{v}_2 - \left[\vec{\Omega}\,\vec{r}\right]\right)^2 dV -$$
$$-\frac{1}{4\pi}\int\vec{H}\vec{B}dV - \frac{1}{2}\int\rho\Omega^2 r^2 dV, \qquad (10)$$

где $\rho_{22} = \rho_{22} - \rho_{12}^2/\rho_{11}$, а $\bar{H}$ определяется из уравнения

$$\operatorname{rot}\bar{H} = \frac{4\pi}{c}\bar{j}_{12}. \tag{11}$$

Прежде всего мы должны определить область звезды, где можно ввести понятие непрерывной плотности нейтронных и протонных вихрей. Для этого межвихревые расстояния между нейтронными и протонными вихрями должны быть гораздо меньше по сравнению с характеристическими размерами их расположения. Во вращающейся звезде существуют два характеристических расстояния: это размеры звезды R и размеры нейтронного вихря b, который определяется угловой скоростью звезды $\bar{\Omega}$. Для однокомпонентной вращающейся сверхтекучей жидкости (скажем нейтронов) вся область звезды разбивается на две части: внутренняя область, где при $b \ll R$ имеется развитая структура нейтронных вихрей с плотностью $n_n \gg 1$ и внешняя область, называемая безвихревой зоной, с плотностью $n_n = 0$. Наличие второй компоненты сверхтекучей жидкости (скажем протонов) в вихревой зоне приводит к тому, что внутри каждого нейтронного вихря появляются токи увлечения, которые и генерируют протонные вихри. Если протонные межвихревые расстояния d гораздо меньше размеров нейтронного вихря b, то внутри нейтронного вихря может появиться сеть протонных вихрей с плотностью $n_p \gg 1$. Сверхтекучие протоны в безвихревой зоне приводят к появлению мейсснеровского тока, который блокирует распространение средней магнитной индукции вовнутрь этой зоны.

Для нахождения средней плотности нейтронных вихрей n_n, мы должны минимизировать следующее выражение потенциала Гибсса:

$$G_n = G + \int n_n \varepsilon_n \, dV, \tag{12}$$

где G определяется формулой (10), а ε_n - энергия единицы длины нейтронного вихря. Для минимизации выражения (12) мы должны знать значение энергии отдельного нейтронного вихря. Но так как токи увлечения внутри нейтронного вихря генерируют сеть протонных вихрей, то для определения энергии нейтронного вихря сначала мы должны исследовать его магнитную структуру.

4. *Кластеры протонных вихрей в нейтронном вихре.* Магнитная структура нейтронного вихря задается плотностью распределения протонных вихрей n_p. Для нахождения n_p, мы должны минимизировать потенциал Гибсса, написанный для отдельного нейтронного вихря:

$$G_p = G + \int n_p \varepsilon_p \, dV, \tag{13}$$

где ε_p - энергия протонного вихря. Выражение для ε_p хорошо известно [10]:

$$\varepsilon_p = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\right)^2 \ln(\lambda/\xi), \tag{14}$$

где Φ_0 и λ определяются формулой (6'), а ξ - размеры ствола протонного вихря. Магнитное поле, генерируемое токами увлечения

$$j_{12} = \frac{e}{m_p}\rho_{12}\frac{\kappa_2}{2\pi}\frac{1}{r}, \tag{15}$$

определяется из уравнения (11) и, если протонные вихри направлены параллельно стволу нейтронного вихря, то оно имеет вид:

$$H(r) = \frac{\Phi_1}{2\pi\lambda^2}\ln(b/r), \quad H(b) = 0, \tag{16}$$

где r - расстояние от центра нейтронного вихря. Условие $\delta G_p = 0$ при заданном b, с учетом (6), дает следующее уравнение для определения плотности протонных вихрей n_p:

$$\Phi_1 + n_p\Phi_0 - H + \frac{4\pi}{\Phi_0}\varepsilon_p = 0. \tag{17}$$

Так как

$$\frac{4\pi}{\Phi_0}\varepsilon_p = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\ln(\lambda/\xi) = H_{c1},$$

где H_{c1} - критическое поле для образования протонного вихря, то окончательно имеем:

$$n_p = \frac{B}{\Phi_0} = \frac{H - H_{c1}}{\Phi_0}. \tag{18}$$

Здесь мы отбросили Φ_1, предполагая $n_p\Phi_0 >> \Phi_1$. Как видно из формул (18) и (16), плотность протонных вихрей максимальна у ствола нейтронного вихря и уменьшается с удалением от него. Она превращается в нуль на расстоянии r_1, удовлетворяющем условию $H(r_1) = H_{c1}$. Из этого условия легко получить:

$$r_1 = b\left(\lambda/\xi\right). \tag{19}$$

Подсчитаем среднюю индукцию $\overline{B}$ нейтронного вихря. В случае цилиндрической симметрии она определяется согласно формуле:

$$\overline{B} = \frac{1}{\pi b^2}\int_0^{r_1}(H - H_{c1})2\pi r dr. \tag{20}$$

Учитывая (19), окончательно получим:

$$\overline{B} = \frac{k\Phi_0}{4\pi\lambda^2}\left(\xi/\lambda\right)^2, \tag{21}$$

где $k = \rho_{12}/\rho_{11}$. Как видно из (21), средняя магнитная индукция $\overline{B}$ нейтронного вихря не зависит от радиуса самого вихря.

5. *Средняя плотность нейтронных вихрей n_n и средняя магнитная индукция звезды.* Энергия нейтронного вихря состоит из

двух частей: из энергии вращения нейтронов вокруг центра нейтронного вихря и из его магнитной энергии. Она определяется из формулы (10) следующим образом:

$$\varepsilon_n = \frac{1}{8\pi}\int\left[B^2+\left(\lambda \operatorname{rot}\bar{B}\right)^2\right]dV+\frac{1}{2}\int\rho'_{22}\left(\bar{v}-\left[\bar{\Omega}\,\bar{r}\right]\right)^2 dV, \tag{22}$$

где

$$\bar{v}_2-\left[\bar{\Omega}\,\bar{r}\right]=\frac{\kappa_2}{2\pi}\bar{i}_2\frac{1}{r}. \tag{23}$$

Подставляя (18) и (23) в (22), учитывая (6), и проводя интегрирование, для энергии единицы длины нейтронного вихря получим следующее выражение:

$$\varepsilon_n = \frac{\bar{B}^2}{8\pi}\pi b^2+\rho'_{22}\frac{\kappa_2^{\,2}}{4\pi}\ln\left(b/a\right), \tag{24}$$

где a - радиус ствола нейтронного вихря.

Для определения средней плотности распределения нейтронных вихрей $n_n(r)$, мы должны минимизировать потенциал Гибсса G_n, который напишем в следующем виде:

$$G_n = \frac{1}{8\pi}\int\left[B^2+\left(\lambda \operatorname{rot}\bar{B}\right)^2\right]dV+\frac{1}{2}\int\rho'_{22}\left(\bar{v}_2-\left[\bar{\Omega}\,\bar{r}\right]\right)dV+$$
$$+\int\left[\frac{\bar{B}^2}{8\pi}\frac{1}{n_2(r)}+\rho'_{22}\frac{\kappa_2^2}{4\pi}\ln\left(b/a\right)\right]n_n(r)dV-\frac{1}{4\pi}\int\bar{\bar{B}}\bar{B}dV-\frac{1}{2}\int\rho\Omega^2r^2dV. \tag{25}$$

Здесь $\bar{\bar{B}}$ - постоянно и отлично от нуля только в вихревой зоне. Минимизируя выражение (25) по $\bar{B}$, получаем уравнение, определяющее магнитную индукцию звезды:

$$\bar{B}+\lambda^2\operatorname{rot}\operatorname{rot}\bar{B}=\begin{cases}\bar{\bar{B}}, & \text{при } r<R_l\\ 0, & \text{при } R_l<r<R\end{cases}. \tag{26}$$

Здесь R_l радиус вихревой зоны. Вариация потенциала G_n по $n_n(r)$ дает:

$$\delta G_n=\int\rho'_{22}\left\{(v_2-\Omega r)+\frac{\kappa_2}{8\pi}\frac{\dfrac{\partial}{\partial r}\left(\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}(rv_2)\right)}{\dfrac{1}{r}\dfrac{\partial}{\partial r}(rv_2)}\right\}\delta v_2\,dV, \tag{27}$$

где v_2 - азимутальная компонента вектора $\bar{v}_2$. Условие $\delta G_n=0$ дает нам уравнение, определяющее гидродинамическую скорость нейтронной жидкости:

$$(v_2-\Omega r)\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_2)+\frac{\kappa_2}{8\pi}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_2)\right)=0, \tag{28}$$

и согласно [10]:

$$n_n(r)=\frac{|\mathrm{rot}\,\vec{v}_2|}{\kappa_2}=\frac{1}{\kappa_2\,r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_2). \tag{29}$$

Заметим, что, несмотря на наличие у нейтронного вихря магнитной структуры, уравнение (28), определяющее плотность нейтронных вихрей, совпадает с уравнением, полученным для однокомпонентной сверхтекучей жидкости [1]. Это есть следствие независимости средней магнитной индукции нейтронного вихря от его радиуса b.

6. *Безвихревая зона*. Рассмотрим решения уравнений (26) и (28). Эти решения в областях $r< R_l$ и $R_l<r<R$ разные. Решение уравнения (26) в области $r<R_l$ имеет постоянное значение $\bar{B}=\bar{\bar{B}}=\mathrm{const}$, а в области $R_l<r<R$ имеет вид:

$$\bar{B}=\bar{\bar{B}}\,\frac{K_0\left(r/\lambda\right)}{K_0\left(R_l/\lambda\right)}.$$

Учитывая, что R и R_l гораздо больше λ, то решение уравнения (26) примет вид:

$$\bar{B}(r)=\begin{cases}\bar{\bar{B}}=\mathrm{const}, & r<R_l\\ \bar{\bar{B}}e^{-(r-R_l)/\lambda} & R_l<r<R\end{cases}. \tag{30}$$

Уравнение (28) также имеет разное решение в безвихревой и вихревой зонах [1]:

$$\begin{aligned}&v_2=\Omega r \quad \text{при} \quad r<R_l\\ &v_2=\frac{\Omega R^2}{r}\ \text{при} \quad R_l<r<R.\end{aligned} \tag{31}$$

Для определения радиуса вихревой зоны R_l, запишем свободную энергию в следующем виде [4]:

$$F=\frac{1}{8\pi}\int\left[B^2+\left(\lambda\,\mathrm{rot}\,\bar{B}\right)^2\right]dV+\frac{1}{2}\int\rho'_{22}\left(\bar{v}_2-\left[\bar{\Omega}\,\bar{r}\right]\right)^2dV-\frac{1}{2}\int\rho\Omega^2r^2dV \tag{32}$$

Подставляя решения (30) и (31) в (32), получаем следующее выражение для F:

$$\begin{aligned}F=&\left(\frac{1}{4}\bar{B}^2+\kappa_2\rho'_{22}\Omega\ln\left(b/a\right)\right)\frac{R_l^2}{2}+\pi\rho'_{22}\Omega^2R^4\ln\left(R/R_l\right)-\\ &-\pi\rho'_{22}\frac{\Omega^2R^4}{4}\left(\frac{R_l^4}{R^4}-1\right)-\pi\rho'_{22}\Omega^2R^2\left(R^2-R_l^2\right)-\pi\rho\frac{\Omega^2R^4}{4}\end{aligned} \tag{33}$$

Значение R_l можно определить из минимума свободной энергии звезды F по R_l. Требуя условие $\partial F/\partial R_l=0$, получаем следующее уравнение для определения R_l:

$$\frac{R}{R_l}-\frac{R_l}{R}=\left[\frac{\overline{B}^2/8\pi}{\dot{\rho}_{22}\frac{\Omega^2 R^2}{2}}+\frac{\kappa_2}{\pi\Omega R^2}\ln\left(b/a\right)\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (34)$$

Оценим ширину безвихревой зоны $\Delta R = R - R_l$ пульсаров вблизи экваториальной плоскости звезды. Легко видеть, что второй член в правой части решения (34) гораздо меньше первого. Следовательно, ширина безвихревой зоны в основном определяется магнитной индукцией, генерируемой токами увлечения. Для пульсаров плотность магнитной энергии составляет $\delta \approx 10^{-6}$ часть плотности энергии вращения на поверхности звезды.

Из формулы (34) легко получить, что $\Delta R \approx \frac{R}{2}\delta^{1/2}$. Так как $R \approx 10^{-6}$ см, то $\Delta R \approx 5 \cdot 10^2$ см.

Таким образом, если не было бы токов увлечения, то размер безвихревой зоны был бы только на один порядок больше $b \approx 10^{-3}$ см, а при наличии этих токов безвихревая зона имеет макроскопические размеры. Это обстоятельство будет играть важную роль в теориях энерговыделения из - за движения вихрей в ядре нейтронной звезды.

Ереванский государственный университет,
Армения

GENERATION OF THE MAGNETIC FIELD OF PULSARS

D.M.SEDRAKIAN

In this paper we have investigated the role of the effect of entrainment of superconducting protons by superfluid neutrons on the distribution of the neutron vortices in the rotating neutron stars. It is shown, that the magnetic structure of the neutron vortex consists of the clusters of proton vortices created by entrainment currents. The mean value of magnetic induction of the neutron vortex have calculated. The distribution of neutron vortices with magnetic structure differs from the ones without magnetic field. The depth of "invortex region" near the surface of neutron star core increases and takes macroscopic value of the order of few meters. This result changes our knowledge about distribution of neutron vortices in the neutron stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. *М.М.Халатников.* ЖЭТФ, **32**, 653, 1957.
2. *А.Ф.Андреев, Е.П.Башкин.* ЖЭТФ, **69**, 319, 1975.
3. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян.* Астрофизика, **8**, 557, 1972.
4. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян.* Астрофизика, **16**, 727, 1980.
5. *Г.А.Варданян, Д.М.Седракян.* ЖЭТФ, **81**, 1731, 1981.
6. *Д.М.Седракян.* Астрофизика, **19**, 135, 1982.
7. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, А.Г.Мовсисян.* Астрофизика, **19**, 303, 1983.
8. *Г.С.Мкртчян, Д.М.Седракян.* Астрофизика, **19**, 135, 1983.
9. *M.A.Alpar, S.A.Langer, J.Sauls.* Astrophys. J., **282**, 533, 1984.
10. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян.* УФН, **161**, №7, 3, 1991.
11. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian.* Astrophys. J., **447**, 307, 1995.
12. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.Cordes, Y.Terzian.* Astrophys. J., **447**, 324, 1995.
13. *Г.С.Саакян.* Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс., Наука, М., 1972.
14. *А.Б.Мигдал.* ЖЭТФ, **37**, 249, 1959.
15. *В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц.* ЖЭТФ, **47**, 2006, 1964.
16. *В.Л.Гинзбург.* УФН, **97**, 601, 1969.
17. *Д.Пайнс.* УФН, **131**, 479, 1980.
18. *M.B.Richardson, H.M.van Horn.* Astrophys. J., **255**, 624, 1982.