

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ

Д.С.БАГДАСАРЯН

Поступила 23 ноября 2015

Принята к печати 16 декабря 2015

Рассмотрена задача генерации магнитного поля в странной кварковой звезде вследствие дифференциального вращения сверхтекучего и сверхпроводящего кваркового ядра и нормальной электрон-ядерной коры звезды. Проведена оценка максимально возможных значений магнитного поля на поверхности различных моделей странных карликов. В зависимости от параметров конфигураций – массы M и радиуса R звезды, установлен предел 10^3 – 10^4 Гс. Такие значения магнитного поля могут быть дополнительным условием для идентификации странных карликов среди обширного класса наблюдаемых белых карликов.

Ключевые слова: *магнитное поле; странные звезды; белые карлики*

1. *Введение.* Гипотеза, что основным состоянием ядерного взаимодействия может быть не ^{56}Fe , а "странная кварковая материя", с наличием странных "s" кварков была предложена Бодмером и Виттенем [1,2]. Если гипотеза верна, то возможно существование компактных звезд, содержащих такую материю, называемых странными кварковыми звездами.

Странный карлик – это разновидность странных звезд со странным кварковым ядром и ядерной корой, толщиной в 10^3 – 10^4 км. Такие объекты схожи по радиусу и массе с белыми карликами – проэволюционировавшими компактными звездами с массой, не превышающей предел Чандрасекара $1.44 M_{\odot}$. Несмотря на внешнее сходство этих двух видов звезд, существует, однако, различие их внутренних структур. Белый карлик состоит из атомных ядер, помещенных в вырожденный электронный газ. Самые плотные белые карлики имеют плотность порядка $\rho \sim 10^9$ г/см³. Иная ситуация обстоит со странными карликами. Их принято разделять на два класса [3]. Звезды первого класса содержат кварковое ядро, окруженное материей обычных белых карликов, плотность которой ниже $\rho \sim 10^9$ г/см³. Подобные объекты гидростатически стабильны с наличием или без кваркового ядра. Звезды второго класса тоже содержат кварковое ядро, окруженное материей белых карликов, максимальная плотность которых близка к плотности образования нейтронных капель $\rho \sim \rho_{\text{drip}} \sim 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³. Такие звезды гидростатически стабильны за счет наличия кваркового ядра. Учитывая обе возможности существования странных карликов, мы будем рассматривать плотности ядерной материи, окружающей кварковое ядро, в промежутке $10^9 \leq \rho \leq 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³.

Вещество самого кваркового ядра состоит, в основном, из примерно равных количеств "u", "d" и "s" кварков с небольшой добавкой электронов, обеспечивающих электронейтральность [4-6]. При приближении к поверхности кваркового ядра, плотность "s" кварков уменьшается, что приводит к увеличению плотности электронов. Так как электроны связаны с кварковым ядром лишь кулоновским взаимодействием, то они могут покинуть кварковую поверхность, образуя электронную плазму, толщиной порядка 10^2 - 10^3 фм. Поэтому у поверхности странной кварковой звезды образуется тонкий заряженный слой, где напряженность электрического поля достигает значения 10^{17} - 10^{18} В/см [7-9]. Электрическое поле в приповерхностном заряженном слое направлено наружу, следовательно, оно может поддержать кору, состоящую из атомных ядер и вырожденных электронов (Ае-фаза). Ае-фаза не может находиться в химическом равновесии со странной кварковой материей, и связана с ней лишь гравитацией. Максимальная плотность коры ограничена плотностью образования нейтронных капель $\rho_{дрп} \sim 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³, так как не имеющие электрический заряд свободные нейтроны могут беспрепятственно проходить через электростатический барьер и поглощаться странной кварковой материей.

В работах [10,11] рассматривалось возникновение дифференциального вращения положительно заряженной кварковой материи и отрицательно заряженного электронного слоя за счет сверхтекучести и сверхпроводимости кварковой материи. Был рассмотрен также механизм генерации магнитного поля за счет дифференциального вращения (см. также [6]). В работе [11] было показано, что поля, генерированные данным механизмом, могут объяснить высокое значение магнитного поля у магнетаров.

Поскольку существование кварковых звезд не подтверждено наблюдательными данными, ныне проводятся теоретические исследования таких физических характеристик странных звезд, которые помогут разъяснить, какие из компактных звезд можно рассматривать как объект, содержащий странную материю. В работах [12,13] был предложен метод идентификации странных карликов среди белых карликов на основании вычислений масс и радиусов этих звезд. Было показано, что при одной и той же массе странные карлики имеют меньший радиус, т.е. более компактны, чем обычные белые карлики. Используя этот критерий, было выделено несколько объектов, которые являются кандидатами в странные карлики [13]. В настоящей статье предложен другой метод идентификации странных карликов путем вычисления магнитного поля на поверхности звезды и сравнения с наблюдаемыми значениями магнитных полей белых карликов.

Цель данной работы - оценить величину магнитного поля на поверхности странного карлика, исходя из распределения электрического

потенциала в приповерхностном слое кваркового ядра. Данная оценка может быть использована для идентификации странных карликов среди белых карликов. В разделе 2 рассматривается распределение электрического поля в приповерхностном слое кваркового ядра. В разделе 3 обсуждается возможность дифференциального вращения сверхтекучей и нормальной компонент кварковой звезды и найдено распределение магнитного поля в кварковой звезде. В разделе 4 получены максимально возможные значения магнитных полей некоторых моделей странных карликов, которые сравниваются со значениями магнитных полей наблюдаемых объектов.

2. *Электрическое поле у поверхности странного кваркового ядра.* Как показано в работе [6], дифференциальное вращение положительно заряженного кваркового ядра и электронного слоя, связанного с корой, приводит к возникновению поверхностного тока:

$$i = \frac{\sigma}{2\pi} (\Omega_s - \Omega_n), \quad (1)$$

где

$$\sigma = \frac{E}{4\pi} \quad (2)$$

есть поверхностная плотность зарядов, E - радиальное электрическое поле на поверхности кваркового ядра, Ω_s - угловая скорость кварковой компоненты, Ω_n - угловая скорость нормальной компоненты. Положительные заряды на поверхности кваркового ядра распределены в слое порядка 15 фм [14]. Однако, следуя работе [7], рассмотрим простую модель, где заряд кваркового ядра примем равномерно распределенным по всему объему (модель Томаса-Ферми). Рассмотрим в окрестности тонкого электронного слоя плоскую геометрию кварковой звезды, в которой кварковое ядро занимает полупространство $z \leq 0$, электронный слой - область $0 < z \leq z_e$, а кора звезды - полупространство $z > z_e$. Для определения электрического поля на поверхности кваркового ядра необходимо решить уравнение Пуассона для потенциала φ , которое в вышеуказанных областях имеет вид [7,11]:

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} = \begin{cases} -4\pi\rho_{core} = \frac{4\alpha^2}{3\pi} \frac{1}{\hbar c} (\varphi^3 - \varphi_0^3), & z \leq 0 \\ -4\pi\rho_{el} = \frac{4\alpha^2}{3\pi} \frac{1}{\hbar c} \varphi^3, & 0 < z \leq z_e \\ -4\pi\rho_{crust} = \frac{4\alpha^2}{3\pi} \frac{1}{\hbar c} (\varphi^3 - \varphi_0^3), & z > z_e, \end{cases} \quad (3)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ - постоянная тонкой структуры, ρ_{core} , ρ_{el} , ρ_{crust} - объемные плотности зарядов в кварковом ядре, электронном слое и коре

звезды, а φ_q и φ_{cr} определяются через плотности кварков n_u, n_d, n_s в ядре и ионов n_i в коре, соответственно, следующим образом:

$$\varphi_q^3 = \pi^2 \left(\frac{\hbar c}{e} \right)^3 (2n_u - n_d - n_s) \approx 3\pi^2 \left(\frac{\hbar c}{e} \right)^3 n_s, \quad (4)$$

$$\varphi_{cr}^3 = 3\pi^2 \left(\frac{\hbar c}{e} \right)^3 (Zen_i) \approx 3\pi^2 \left(\frac{\hbar c}{e} \right)^3 n_i. \quad (5)$$

Заметим, что $e\varphi_q$ и $e\varphi_{cr}$ представляют собой, соответственно, ферми-импульс электронов в кварковом ядре и на основании коры. Следовательно, граничные условия уравнения (3) будут:

$$\begin{aligned} \varphi(z \rightarrow -\infty) = \varphi_q, \quad \varphi(z \rightarrow +\infty) = \varphi_{cr}, \quad \varphi|_{z=-0} = \varphi|_{z=+0}, \\ \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=-0} = \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=+0}, \quad \varphi|_{z=z_*-0} = \varphi|_{z=z_*+0}, \quad \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=z_*-0} = \frac{d\varphi}{dz} \Big|_{z=z_*+0}. \end{aligned} \quad (6)$$

Для оценки значений $e\varphi_q$ и $e\varphi_{cr}$ необходимо знать плотности электронов в странном кварковом ядре и в коре звезды. Расчеты уравнения состояния странной кварковой материи [15] показывают, что плотность электронов составляет примерно $10^5 - 10^4$ часть плотности барионов. Тогда, как и в работе [7], можем принять $e\varphi_q \approx 20$ МэВ. Плотность электронов в коре странной звезды можно получить из условия динамического равновесия плазмы коры по отношению к прямым и обратным β -переходам [16]. Тогда при значении плотностей от $10^9 < \rho < 4.3 \cdot 10^{11}$ г/см³, для потенциала в коре примем значение $e\varphi_{cr} \approx 4 - 10$ МэВ. Результат численного интегрирования уравнения (3) с граничным условием (6) представлен на рис.1.

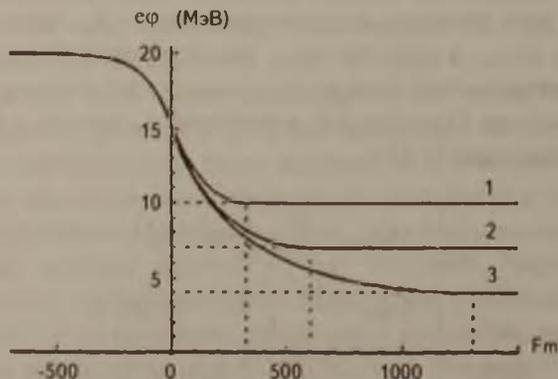


Рис.1. Зависимость потенциальной энергии электронов $V(z) = e\varphi$ от расстояния до поверхности кваркового ядра для различных значений энергии в коре звезды: $e\varphi_{cr} = 10$ МэВ (1), 7 МэВ (2), 4 МэВ (3). Пунктиром выделены границы электронного слоя и коры.

Согласно рис.1, ширина электронного слоя между кварковым ядром и корой звезды порядка $z_e \approx 10^2 - 10^3$ фм. Из-за быстрого изменения потенциала в узком электронном слое, в нем образуется электрическое поле порядка $5 \cdot 10^{17}$ В/см. Зависимость электрического поля от расстояния кваркового ядра представлена на рис.2.

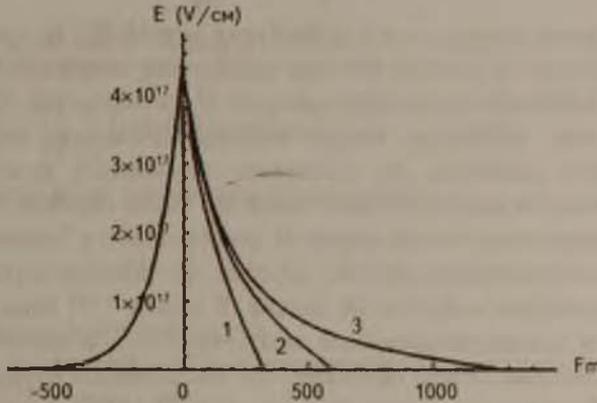


Рис.2. Зависимость электрического поля $E(z)$ от расстояния до поверхности кваркового ядра для различных значений энергии в коре звезды: $\epsilon \varphi_c = 10$ МэВ (1), 7 МэВ (2), 4 МэВ (3).

Как показано в работах [9,14], при учете β -распада околоповерхностных кварков, электрическое поле может возрасти до порядка 10^{18} В/см. Имея значение электрического поля на поверхности кваркового ядра, можно вычислить поверхностную плотность зарядов и поверхностную плотность тока по формулам (1) и (2) при заданной разнице угловых скоростей сверхтекучего ядра и нормальной коры $\Omega_s - \Omega_n$.

3. *Генерация и распределение магнитного поля в кварковой звезде.* Теперь рассмотрим условия возникновения дифференциального вращения между сверхтекучей кварковой компонентой и нормальной электронной компонентой. В кварковом ядре, при температуре ниже критической температуры $T_c \approx 50$ МэВ и при плотностях $\rho \gg \rho_0$ формируется "CFL"-фаза кваркового вещества [17], состоящая из одинакового количества "u", "d" и "s" кварков, а электроны полностью отсутствуют. Сверхтекучее и сверхпроводящее состояние "CFL"-фазы состоит из спаривающихся безмассовых "u", "d" и "s" кварков всех трех цветов. Только вблизи границы кваркового ядра, где плотность "s" кварков уменьшается, появляется электронная плазма. В работе [18] на основании топологического и теоретико-группового анализа свободной энергии Гинзбурга-Ландау для "CFL"-фазы были найдены новые неабелевские сверхтекучие и сверхпроводящие вихри M_i , обладающие одновременно

квантованным механическим моментом и квантованным магнитным потоком, плотность которых пропорциональна угловой скорости вращения кварковой материи Ω_s :

$$n = \frac{2\Omega_s}{\chi}, \quad \chi = \frac{\pi\hbar}{m_B}, \quad (7)$$

где χ - квант циркуляции сверхтекучих вихрей M_1 , m_B - масса бариона. Из уравнения (7) следует, что при замедлении кваркового ядра, т.е. при $\Omega_s < 0$, плотность сверхтекучих вихрей M_1 уменьшается. Это приводит к радиальному движению вихрей наружу. Поскольку вихри обладают магнитным моментом, то электроны нормальной компоненты будут рассеиваться на магнитном поле вихря M_1 . Таким образом, можно считать, что движение сверхтекучих вихрей M_1 сопровождается "трением" со стороны нормальной компоненты звезды. Заметим, что похожая ситуация возникает и при вращении нейтронной звезды. В работе [19] были рассмотрены уравнения динамики вращения двухкомпонентной нейтронной звезды, решения которых можно применить для исследования вращения кварковой звезды. Для стационарного значения $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_n$, имеем:

$$\Delta\Omega_n = \Omega_n \frac{\tau_0}{\tau}, \quad (8)$$

где

$$\tau_0 = \frac{1}{2k\Omega_s}, \quad k = \frac{\chi\rho_s/\eta}{1 + (\chi\rho_s/\eta)^2} \quad (9)$$

τ - есть возраст кварковой звезды, η - коэффициент трения вихря с нормальной компонентой, ρ_s - плотность сверхтекучей материи.

Рассмотрим кварковую звезду радиуса R , имеющую сферическое ядро радиуса a , состоящее из цветового сверхпроводящего кваркового вещества. Ядро окружено нормальной компонентой, состоящей из электронного слоя и коры с общей толщиной $R - a$. Дифференциальное вращение сверхтекучего кваркового ядра и нормальной компоненты приводит к генерации магнитного поля. За счет вращений в CFL-фазе кваркового вещества цветовой заряд кварков генерирует также глюомагнитное поле. Магнитное и глюомагнитное поля можно описывать вектор-потенциалами $\vec{A}(r, \vartheta)$ и $\vec{A}_g(r, \vartheta)$, которые определяются из уравнений Гинзбурга-Ландау [17, 19-22]:

$$\lambda_v^2 \text{rot rot } \vec{A} + \sin^2 \alpha \vec{A} = \vec{f} \sin \alpha + \sin \alpha \cos \alpha \vec{A}_g, \quad (10)$$

$$\lambda_g^2 \text{rot rot } \vec{A}_g + \cos^2 \alpha \vec{A}_g = -\vec{f} \cos \alpha + \sin \alpha \cos \alpha \vec{A}, \quad (11)$$

где глубина проникновения λ_v и угол "смещения" магнитного и глюомагнитного полей определены в работах [10, 23]. Так как кварковое вещество в CFL-фазе есть сверхпроводник второго рода, то магнитное и

глюомагнитное поля могут проникать в кварковое ядро посредством квантовых вихрей. Решая уравнения (10) и (11) для $\vec{A}(r, \vartheta)$ и $\vec{A}_g(r, \vartheta)$, и учитывая известную связь магнитного поля и вектор-потенциала $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$, получаем для компонент магнитного поля в кварковой фазе, т.е. при $r \leq a$:

$$\begin{aligned} B_r^q &= \left[\frac{2M_\varphi(r)}{r} + 2\text{ctg}^2\alpha \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{2c_0}{\sin\alpha} \right] \cos\vartheta, \\ B_\vartheta^q &= - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rM_\varphi(r)) + 2\text{ctg}^2\alpha \frac{M_\varphi(a)}{a} + \frac{2c_0}{\sin\alpha} \right] \sin\vartheta, \end{aligned} \quad (12)$$

где $M_\varphi(r)$ определяется следующим выражением:

$$M_\varphi(r) = \frac{c_1}{r^2} \left[sh \frac{r}{\lambda_q} - \frac{r}{\lambda_q} \text{ch} \frac{r}{\lambda_q} \right]. \quad (13)$$

c_0 и c_1 - константы интегрирования.

Магнитное поле в нормальном электронном слое $a < r < a + z_e$ найдено в работах [10,22] и имеет вид:

$$B_r^n = \left[\frac{2A_\varphi^n(r)}{r} + B \right] \cos\vartheta, \quad B_\vartheta^n = - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_\varphi^n(r)) + B \right] \sin\vartheta, \quad (14)$$

где B - будет характеризовать среднее значение магнитного поля в этом слое. В коре кварковой звезды, т.е. в области $a + z_e < r < R$ магнитное поле дипольное и имеет вид:

$$B_r^c = \frac{2M}{r^3} \cos\vartheta, \quad B_\vartheta^c = - \frac{M}{r^3} \sin\vartheta, \quad (15)$$

где M - полный магнитный момент вращающегося кваркового ядра.

Определяя константы, входящие в решение (12), (14), (15) из условия непрерывности компонент магнитного поля на поверхности кваркового ядра $r = a$: $B_r^q(a) = B_r^n(a)$; $B_\vartheta^q(a) = B_\vartheta^n(a)$ и на границе электронного слоя и коры звезды $r = a + z_e \approx a$: $B_r^n(a) = B_r^c(a)$, окончательно получим для магнитного поля в кварковом ядре $r \leq a$:

$$B_r^q = \frac{2c_0}{\sin\alpha} \cos\vartheta = \frac{2M}{a^3} \cos\vartheta, \quad B_\vartheta^q = - \frac{2c_0}{\sin\alpha} \sin\vartheta = - \frac{2M}{a^3} \sin\vartheta. \quad (16)$$

Поле в нормальном электронном слое $a \leq r \leq a + z_e$ приобретает вид:

$$B_r^n = (2c_2 + B) \cos\vartheta = B_r^q, \quad B_\vartheta^n = -(2c_2 + B) \sin\vartheta = B_\vartheta^q. \quad (17)$$

И, наконец, поле вне ядра определяется формулами (15), и как следует из этих формул, значения внешнего магнитного поля на полюсе и на экваторе звезды равны:

$$B_p^{ext} = \frac{2M}{R^3} = B^q \left(\frac{a}{R} \right)^3, \quad B_e^{ext} = \frac{M}{R^3} = \frac{B^q}{2} \left(\frac{a}{R} \right)^3. \quad (18)$$

Таким образом, среднее магнитное поле кваркового ядра и магнитное поле на поверхности звезды полностью определяются заданием полного магнитного момента M ядра, который равняется $B^q a^3/2$.

4. *Модели странных карликов и их магнитные моменты.* Странную кварковую материю можно описать тремя феноменологическими параметрами - постоянной B уравнения состояния МПТ, постоянной кварк-глюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_s , [12]. Существование самоудерживающихся странных карликов возможно при определенных значениях этих параметров. Основные характеристики странных карликов изучались в работах [3,12,13]. Используя результаты этих работ, можно рассчитать полный магнитный момент \vec{M} странного кваркового ядра. Сначала заметим, что магнитный момент направлен по оси вращения звезды, следовательно отлична от нуля только z -компонента вектора \vec{M} , которую мы уже обозначили через M . Величину M можно определить из граничного условия тангенциальной компоненты магнитного поля на поверхности ядра. Действительно, это условие имеет вид:

$$B_3^c(a) - B_3^n(a) = \frac{4\pi}{c} i', \quad (19)$$

где i' - выражается через плотность поверхностного тока i , заданной формулой (1), следующим образом:

$$i' = i 2\pi a \sin\vartheta = \sigma(\Omega_s - \Omega_n) a \sin\vartheta. \quad (20)$$

Подставляя ϑ -компоненты магнитных полей и выражение (20) для i' в условие (19), получим формулу, определяющую M :

$$M = \frac{4\pi\sigma}{3c} a^4 (\Omega_s - \Omega_n). \quad (21)$$

Здесь $4\pi\sigma = E$ - есть электрическое поле, образованное в двойном заряженном слое на поверхности звезды. Учитывая это, формула (21) примет вид:

$$M = \frac{Ea^4}{3c} \Delta\Omega. \quad (22)$$

Для магнитного поля на поверхности звезды получим:

$$B^{ext} \sim \frac{M}{R^3} = \frac{Ea^4}{3cR^3} \Delta\Omega. \quad (23)$$

Для оценки максимально возможных значений B^{ext} , примем для Ω_s максимально возможное значение угловой скорости вращения гольх кварковых звезд, т.е. $\Omega_s \sim 10^4$ рад/с [24]. Угловой скоростью нормальной компоненты Ω_n можно пренебречь, так-как в качестве ее значения можно взять угловые

скорости, характерные для белых карликов, которые порядка 10^2-10^3 рад/с, следовательно $\Delta\Omega \approx \Omega, \sim 10^4$ рад/с. Такие значения $\Delta\Omega$ реализуются при достаточно малых значениях коэффициента трения $\eta \sim 10^{-8}$ г/см с, соответствующего слабой связи вихрей и электронов из-за малых размеров приповерхностного электронного слоя порядка 15 фм [14]. В уравнении (23) для электрического поля примем значение $E \sim 10^{18}$ В/см $\sim 3 \cdot 10^{15}$ CGSE. С учетом вышеприведенных значений, рассчитаем максимальные значения магнитных полей для конфигураций, приведенных в работе [12]. Результаты расчетов показаны в табл. 1.

Таблица 1

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ

$\rho_{crust}, \text{ г/см}^3$	M_{core}/M_{\odot}	M/M_{\odot}	$R_{core}, \text{ км}$	$R, \text{ км}$	$B_{max}, \text{ кГс}$
$4.3 \cdot 10^{11}$	0.01405	0.9646	2.561	2347	110
$4.3 \cdot 10^{11}$	0.01732	0.7232	2.745	5280.7	13
10^{10}	0.00133	1.0145	1.170	2289.9	5
10^{10}	0.00303	0.7938	1.538	5136.1	1.4
10^9	0.00080	0.7625	1.005	5519.5	0.2

ρ_{crust} - плотность коры, M и M_{core} - соответственно массы звезды и кваркового ядра, M_{\odot} - масса Солнца, R_{core} - радиус кваркового ядра, R - радиус звезды [12], B_{max} - максимальное значение магнитного поля на поверхности звезды.

Как видно из табл. 1, максимальные значения магнитных полей могут достигать $\sim 10^3-10^5$ Гс. В работе [13] было выбрано 7 объектов из числа белых карликов, рассматриваемых как кандидаты в странные карлики. В работах [25-27] приведены магнитные поля для 5-ти из этих объектов. Названия, массы и наблюдаемые значения магнитных полей этих 5-ти объектов представлены в табл. 2.

Таблица 2

НАБЛЮДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПАКТНЫХ ОБЪЕКТОВ, ПРЕДЛОЖЕННЫХ В РАБОТЕ [13] КАК КАНДИДАТЫ В КВАРКОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

Номер звезды	Название звезды	M/M_{\odot}	$B, \text{ кГс}$
WD 1134+300	GD 140	0.79	0.6
WD 0644+375	EG 50	0.5	5
WD 0148+467	GD 279	0.44	6
WD 2007-303	LTT 7987	0.44	<10
WD 1337+705	G 238-44	0.42	17

M и M_{\odot} - соответственно массы звезды и Солнца
 B - среднее магнитное поле на поверхности [25-27].

Как видно из расчетных значений магнитных полей, приведенных в табл.1, предложенный нами механизм генерации магнитного поля может объяснить наблюдаемые значения магнитных полей, приведенных в табл.2.

Были наблюдаены белые карлики, значения магнитных полей которых выше 10^5 Гс [28]. Отметим, что предложенный нами механизм генерации магнитных полей не может объяснить столь высокие значения полей белых карликов.

Ереванский государственный университет, Армения

e-mail: daniel.baghdasaryan@gmail.com

MAGNETIC FIELD OF STRANGE DWARFS

D.S.BAGHDASARYAN

The problem of generation of magnetic field in the strange quark star due to differential rotation between superfluid and superconducting quark core and normal electron-nucleus crust is considered. The maximum possible values of magnetic field on the surface various models of strange stars have been estimated. Depending on configuration parameters - mass M and radius R of the star, the limit of 10^3 - 10^5 Gs has been established. Such values of magnetic field may be an additional condition for identification of strange dwarfs among the large class of observed white dwarfs.

Key words: *magnetic field: strange stars: white dwarfs*

ЛИТЕРАТУРА

1. A.R.Bodmer, Phys. Rev. D, **4**, 160, 1971.
2. E.Witten, Phys. Rev. D, **30**, 272, 1984.
3. N.K.Glendenning, Ch.Kettner, F.Weber, Astrophys. J., **450**, 253, 1995.
4. F.Weber, Progres in Partical and Nuclear physics, **54**, 193, 2005.
5. N.K.Glendenning, F.Weber, Astrophys. J., **400**, 647, 1992.
6. R.P.Negreiros, I.N.Mishutin, S.Schramm, F.Weber, Phys. Rev. D, **82**, 103010, 2010.
7. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys. J., **310**, 261, 1986.
8. Ch.Kettner, F.Weber, M.K.Weigel, N.K.Glendenning, Phys. Rev. D, **51**,

1440, 1995.

9. *V.Usov*, *Phys. Rev. D*, **70**, 067301, 2004.
10. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Д.С.Багдасарян*, *Астрофизика*, **58**, 235, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 216, 2015).
11. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Д.С.Багдасарян*, *Астрофизика*, **58**, 571, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 486, 2015).
12. *Ю.Л.Варданян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян*, *Астрофизика*, **47**, 223, 2004, (*Astrophysics*, **47**, 189, 2004).
13. *G.J.Mathews, I.S.Suh, B.O'Gorman et al.*, *J. Phys. G*, **32**, 1440, 1995.
14. *Г.С.Адջян, С.Г.Адջян*, *Астрофизика*, **48**, 139, 2005, (*Astrophysics*, **48**, 111, 2005).
15. *Г.С.Адջян, А.Г.Алавердян*, *Астрофизика*, **57**, 601, 2014, (*Astrophysics*, **57**, 559, 2014).
16. *Г.С.Саакян*, *Физика нейтронных звезд*, Ереван, 1998.
17. *M.Alford, A.Schmitt, K.Rajagopal, T.Schafer*, *Rev. Mod. Phys.*, **80**, 1455, 2008.
18. *A.P.Balachandran, S.Digal, T.Matsuura*, *Phys. Rev., D*, **73**, 074009, 2006.
19. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, А.А.Садоян*, *Астрофизика*, **46**, 249, 2003, (*Astrophysics*, **46**, 217, 2003).
20. *D.M.Sedrakian, D.Blaschke*, *Astrophysics*, **45**, 166, 2002.
21. *K.Iida, G.Baym*, *Phys. Rev. D*, **66**, 014015, 2002.
22. *K.Iida*, *Phys. Rev. D*, **71**, 054011, 2005.
23. *Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, М.К.Шахабасян*, *Астрофизика*, **50**, 87, 2007, (*Astrophysics*, **50**, 65, 2007).
24. *E.Gourgoulhon, P.Haensel, R.Livine et al.*, *Astron. Astrophys.*, **349**, 851, 1999.
25. *D.Koester, S.Dreizler, V.Weidemann, N.F.Allard*, *Astron. Astrophys.*, **338**, 612, 1998.
26. *S.Jordan, R. Aznar Cuadrado, R.Napiwotzki, H.M.Schmid, S.K.Solanki*, 15th European Workshop on White Dwarfs ASP Conference Series. **372**, 169, 2007.
27. *G.D.Schmidt, P.S.Smith*, *Astrophys. J.*, **448**, 305, 1995.
28. *L.Ferrario, D. de Martino, B.T.Gansicke*, *Space Sci. Rev.*, **191**, 111, 2015.

The first part of the book is devoted to a general history of the United States from its discovery by Columbus in 1492 to the present time. It covers the early years of settlement, the struggle for independence, the formation of the Constitution, and the growth of the nation.

The second part of the book is devoted to a detailed history of the United States from 1789 to the present time. It covers the early years of the Republic, the expansion of the nation, the Civil War, and the Reconstruction period.

The third part of the book is devoted to a detailed history of the United States from 1865 to the present time. It covers the Reconstruction period, the Gilded Age, the Progressive Era, and the modern era.

The fourth part of the book is devoted to a detailed history of the United States from 1914 to the present time. It covers the World War period, the Great Depression, and the modern era.

APPENDIX

1. The Constitution of the United States
2. The Declaration of Independence
3. The Bill of Rights
4. The Emancipation Proclamation
5. The Gettysburg Address
6. The Lincoln-Douglas Debates
7. The Dred Scott Decision
8. The Reconstruction Amendments
9. The Monroe Doctrine
10. The Open Door Policy