

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

Аннотация. Мы рассматриваем вырожденную глобально нейтральную систему звездных размеров, состоящих из N_n нейтронов, N_p протонов и N_e электронов, которые находятся в бета равновесии. Такая система с ядерной плотностью, имея массовое число порядка $A \approx 10^{57}$, может обладать ненулевым распределением заряда. Мы проводим анализ в рамках классической электродинамики для исследования магнитного поля, индуцированного этим распределением, для случая, когда система вращается как твердое тело вокруг оси симметрии с постоянной угловой скоростью.

Ключевые слова: модель Томаса-Ферми, ядро нейтронной звезды, магнитное поле.

Тірек сөздер: Томас-Ферми моделі, нейтронды жұлдыздың ядросы, магнит өрісі.

Keywords: Thomas-Fermi model, core of a neutron star, magnetic field.

Введение. Нейтронные звезды, главным образом, обнаруживаются как пульсары, чьи регулярные пульсации в радио, рентгеновском и оптическом диапазонах вырабатываются постоянными, упорядоченными магнитными полями, которые, как известно, являются самыми сильными полями во Вселенной. Однако возникновение магнитного поля в нейтронных звездах до сих пор полностью не изучено. Тем не менее, в литературе можно найти различные гипотезы, объясняющие формирование магнитного поля [1-7]. Самая простая из гипотез, объясняющая присутствие сильных полей у нейтронных звезд – это сохранение магнитного потока, который уже присутствовал в звездах предшественниках во время гравитационного коллапса. Эта идея основана на предположении, что все звезды на всех этапах эволюции имеют какое-то магнитное поле, благодаря электронным токам, циркулирующим внутри них. Таким образом, этот аргумент привел к предсказанию полей порядка $B \approx 10^{12}$ Гаусс в нейтронных звездах за несколько лет до открытия пульсаров [1, 2]. Однако не существует подробного физического описания такого коллапса, в котором сохраняется магнитный поток. Томсон и Данкан [8] выдвинули гипотезу, что только появившиеся нейтронные звезды могут сочетать сильную конвекцию и дифференциальное вращение, вследствие чего, внутри нейтронных звезд генерируется магнитное поле. Они предсказали поля до 10^{15} – 10^{16} Гаусс с начальными периодами в несколько миллисекунд и предположили, что такие поля могут объяснить большую часть явлений, связанных с источниками мягких повторяющихся гамма всплесков (SGR) и аномальных рентгеновских пульсаров (AXP) [9, 10].

Возможно, что эти процессы не являются единственными. Сильное поле может присутствовать в сжимающейся (коллапсирующей) звезде, но позже деформироваться, исказиться и, возможно, усилиться под воздействием некоторого сочетания конвекции, дифференциального вращения и магнитной неустойчивости [11, 12]. Относительная важность этих составных частей зависит от начального значения напряженности магнитного поля и скорости вращения звезды. Для обоих механизмов, поле и поддерживающие его токи могут находиться не только в твердой коре звезды, но также быть распределены внутри звезды, в основном, в виде жидкой смеси нейтронов, протонов, электронов и более экзотических частиц.

В отличие от вышеупомянутых гипотез, которые основаны на предположении, что все звезды намагничены или имеют некоторый отличный от нуля суммарный заряд, мы исследуем систему, рассмотренную недавно группой Руффини [13]. Согласно этой работе, система, состоящая из

вырожденных нейтронов, протонов и электронов в бета-равновесии, является нейтральной и сохраняет ядерную плотность за счет собственной гравитации. В дальнейшем, эти системы обозначаются как ядра звездных размеров состоящих из ядерного вещества. Несмотря на общую нейтральность, распределение заряда внутри и снаружи (у поверхности) звезды оказывается отличным от нуля. Суммарная величина зарядов внутри и снаружи ядра одинакова, но противоположна по знаку. Такой эффект имеет место вследствие бета-равновесия: проникновение электронов в ядро, и как следствие – экранирование заряда ядра и глобальной нейтральности полного (суммарного) заряда системы. В результате этого эффекта, может быть продемонстрировано присутствие электрического поля, близкого к критическому значению $E_c = \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar}$ около поверхности массивных ядер,

хотя локализованного в очень тонкой оболочке. Таким образом, в данном случае магнитное поле может возникнуть, только если нейтронная звезда вращается как пульсар, даже если звезды-предшественники не были намагничены или электрически заряжены.

Релятивистское уравнение Томаса-Ферми. Уравнение Томаса-Ферми является точной теорией для атомов, молекул и твердых тел при $N_p \rightarrow \infty$ [14]. Релятивистская теория Томаса-Ферми, разработанная для изучения атомов с тяжелыми ядрами $N_p = 10^6$ [15-17], дает важную основную новую информацию по изучению ядерного вещества в большом объеме в пределе $A = (m_{plank}/m_n)^3$ нуклонов с массой m_n , а также сведения о его электродинамических свойствах. Исследования ядерного вещества в нейтронных звездах, состоящего из вырожденного газа нейтронов, протонов и электронов, традиционно проводились с применением микроскопических условий нейтральности заряда, с обязательным требованием равенства плотностей (концентрации) электронов $n_e(r)$ и протонов $n_p(r)$,

$$n_e(r) = n_p(r). \quad (1)$$

Однако, очевидно, что при условиях, близких к гравитационному сжатию (коллапсу), появляется ультра-релятивистская составляющая вырожденных электронов, удержание которой требует наличия очень сильных электромагнитных полей, чтобы гарантировать полную нейтральность заряда звезды. При этих условиях уравнение (1) будет некорректным.

Используя релятивистское уравнение Томаса-Ферми, а также уравнение Феррейринио [16], Руффини и Стелла [17] проанализировали распределение электронов вокруг и внутри ядра нейтрального атома вплоть до значений $N_p = 6000$. Они продемонстрировали эффект проникновения электронов в ядро, ведущее к экранированию положительного заряда ядра, а также понятию «эффективного» распределения ядерного заряда.

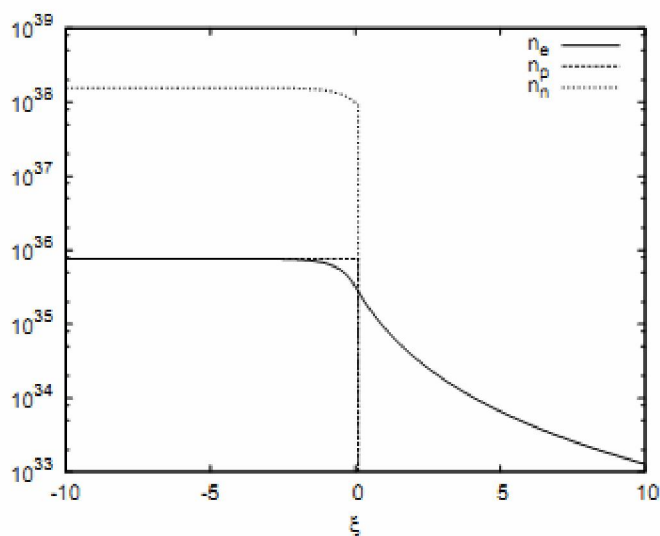


Рисунок 1 – Плотность числа (концентрация) нейтронов n_n , протонов n_p и электронов n_e , в единицах частиц/см³, построены как функции безразмерной радиальной координаты ξ . Вблизи поверхности ядра находится переходной слой шириной $\approx \hbar/(\sqrt{\alpha}m_n c)$ с некомпенсированным зарядом, который генерирует сверхкритическое электрическое поле

(смотрите рисунок 4)

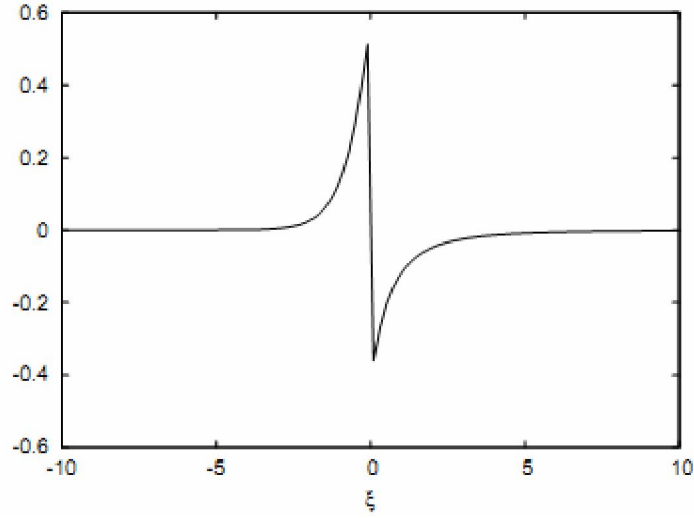


Рисунок 2 – Нормированное разделение зарядов $(n_p - n_e)/n_p$ построено как функция безразмерной радиальной координаты ξ . Максимальное разделение зарядов происходит вблизи поверхности ядра, где находится переходной слой с некомпенсированным зарядом (смотреть рисунок 1)

В работах Руффини [13] и Попова [18] релятивистское уравнение Томаса-Ферми было использовано для экстраполяции методов сверхтяжелых ядер на случай ядра звездного размера состоящего из ядерной материи. Эти ядра представляют внутреннюю часть нейтронных звезд и характеризуются атомным номером порядка $A = (m_{\text{planck}} / m_n)^3 \approx 10^{57}$, состоят из вырожденных нейтронов, протонов и электронов в бета-равновесии и, как ожидается, сохраняют ядерную плотность благодаря своей гравитации. Было показано, что вблизи поверхности массивных ядер возможно существования электрических полей, близких к критическому значению E_c , хотя они локализованы в очень узкой оболочке порядка комптоновской длины волны электрона λ_e . Теперь рассмотрим основные предположения и результаты этих работ. В соответствии с [13] и [18] протоны распределены с постоянной концентрацией n_p внутри радиуса

$$R_c = \Delta \frac{\hbar}{m_p c} N_p^{1/3}, \quad (2)$$

где Δ – параметр, который при $\Delta \approx 1$ ($\Delta < 1$) соответствует ядерной (сверх-ядерной) плотности в применении к обычным ядрам. Полный кулоновский потенциал удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\nabla^2 V(r) = -4\pi e [n_p(r) - n_e(r)], \quad (3)$$

с граничными условием $V(\infty) = 0$ (из-за глобальной нейтральности заряда в системе) и конечностью $V(0)$. Концентрация электрона $n_e(r)$ с зарядом $-e$ определяется из энергии Ферми через импульс Ферми P_e^F , и мы предполагаем, что энергия Ферми электрона равна нулю

$$E_e^F = [(P_e^F c)^2 + m_e^2 c^4]^{1/2} - m_e c^2 - eV(r) = 0, \quad (4)$$

что приводит к следующему уравнению:

$$n_e(r) = \frac{(P_e^F)^3}{3\pi^2 \hbar^3} = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^3 c^3} [e^2 V^2(r) + 2m_e c^2 eV(r)]^{3/2}. \quad (5)$$

Введем безразмерные величины $x = r/(\hbar/m_\pi c)$, $x_c = R_c/(\hbar/m_\pi c)$ и $\chi/r = eV(r)/ch$; тогда релятивистское уравнение Томаса-Ферми примет вид:

$$\frac{1}{3x} \frac{d^2 \chi(x)}{dx^2} = -\frac{\alpha}{\Delta^3} H(x_c - x) + \frac{4\alpha}{9\pi} \left[\frac{\chi^2(x)}{x^2} + 2 \frac{m_e}{m_\pi} \frac{\chi}{x} \right]^{3/2}, \quad (6)$$

где $\alpha = e^2/(\hbar c)$ – постоянная тонкой структуры, $H(x_c-x)$ – ступенчатая функция Хэвисайда и граничные условия для $\chi(x)$ запишутся в следующем виде: $\chi(0) = 0$ и $\chi(\infty) = 0$. Концентрация нейтронов $n_n(r)$ определяется посредством их энергии Ферми условием равновесия бета-распада через импульс Ферми P_n^F :

$$E_n^F = \left[(P_n^F c)^2 + m_n^2 c^4 \right]^{1/2} - m_n c^2 = \left[(P_p^F c)^2 + m_p^2 c^4 \right]^{1/2} - m_p c^2 + eV(r), \quad (7)$$

что в свою очередь связано со значениями концентраций протона и электрона, определяемых посредством уравнений (3), (5) и (6).

Ультра-релятивистские аналитические решения. В ультра-релятивистском пределе, где вычисление производится планарным приближением, релятивистское уравнение Томаса-Ферми может иметь аналитическое решение. Вводим новую функцию ϕ , определяемую как $\phi = 4^{1/3} (9\pi)^{-1/3} \Delta \chi / x$ и новые переменные $\hat{x} = (12/\pi)^{1/6} \sqrt{\alpha} \Delta^{-1} x_c$, $\xi = \hat{x} - \hat{x}_c$; тогда уравнение (6) преобразится в

$$\frac{d^2 \hat{\phi}(\xi)}{d\xi^2} = -H(-\xi) + \hat{\phi}(\xi)^3, \quad (8)$$

где $\hat{\phi}(\xi) = \phi(\xi + \hat{x}_c)$. Граничными условиями для $\hat{\phi}$ являются $\hat{\phi}(\xi) \rightarrow 1$, при $\xi \rightarrow -\hat{x}_c \ll 0$ (в центре ядра из ядерной материи). Функция $\hat{\phi}$ и ее первая производная $\hat{\phi}'$ должны быть непрерывными на поверхности $\xi = 0$ для ядер звездных размеров состоящих из ядерной материи. Следовательно, уравнение (8) допускает точное решение:

$$\hat{\phi}(\xi) = \begin{cases} 1 - 3 \left[1 + 2^{-1/2} \sinh(a - \sqrt{3}\xi) \right]^{-1}, & \xi < 0, \\ \frac{\sqrt{2}}{(\xi + b)}, & \xi > 0, \end{cases} \quad (9)$$

где постоянные интегрирования a и b имеют значения $a = \text{Arch}(9\sqrt{3}) \approx 3.439$, $b = (4/3)\sqrt{2} \approx 1.886$. Далее, мы оценим кулоновский потенциал и функцию электрического поля

$$V(\xi) = \left(\frac{9\pi}{4} \right)^{1/3} \frac{m_\pi c^2}{\Delta e} \hat{\phi}(\xi), \quad E(\xi) = - \left(\frac{3^5 \pi}{4} \right)^{1/6} \frac{\sqrt{\alpha} m_\pi^2 c^3}{\Delta^2 e \hbar} \hat{\phi}'(\xi). \quad (10)$$

Подробности приведены на рисунках 3 и 4.

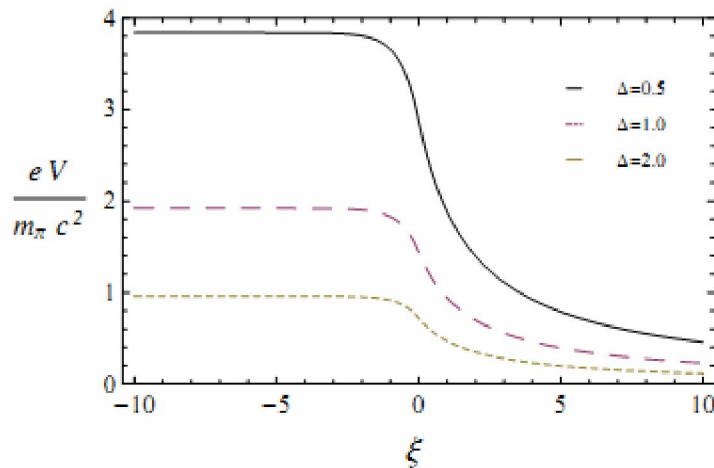


Рисунок 3 – Энергия кулоновского потенциала протона eV в единицах массы пиона m_π как функция радиальной координаты $\xi = \hat{x} - \hat{x}_c$, для выбранных значений параметра плотности Δ

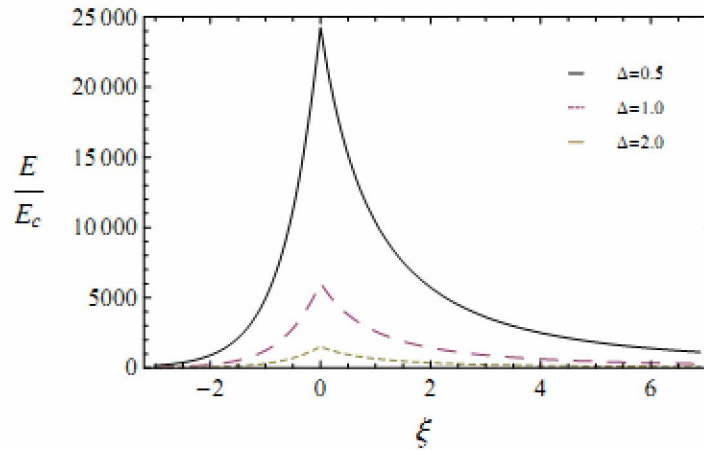


Рисунок 4. График электрического поля построен в единицах критического поля E_c как функция радиальной координаты ξ , показывая резкий пик на радиусе ядра, для выбранных значений Δ

Вращение ядер звездных размеров состоящих из ядерной материи в классической электродинамике. В разделах 2 и 3 мы видели, что массивное ядро с ядерной плотностью обладает ненулевым распределением заряда, хотя система, в целом, остается нейтральной (подробнее смотрите таблицу 1). В этом разделе мы исследуем случай, в котором распределению заряда задано вращение вокруг оси симметрии с постоянной угловой скоростью $\vec{\omega} = \{0, 0, \omega\}$. Таким образом, магнитное поле результирующей плотности тока вычисляется с помощью данного распределения зарядов. Рассмотрим распределение заряда, движущего определенным образом, так чтобы в каждой точке пространства плотность заряда и плотность тока оставались постоянными. В этом случае магнитное поле определяется следующим образом:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(\vec{r}), \quad \vec{A}(\vec{r}) = \frac{\vec{\omega}}{c^2} \times \vec{F}(\vec{r}), \quad \vec{F}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\vec{r}' \rho(\vec{r}') d^3\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (11)$$

где \vec{A} – векторный потенциал магнитного поля; $\vec{F}(\vec{r})$ – суперпотенциал в общей форме; ϵ_0 – электрическая постоянная. В случае сферической симметрии, $\vec{F}(\vec{r})$ может рассматриваться как радиальная величина (смотрите работу Марша [19]). Написав $\vec{F}(\vec{r}) = \vec{e}_r F(r)$, где \vec{e}_r является единичным радиальным вектором, можно получить следующее уравнение:

$$F(r) = \frac{1}{r^2} \int_0^r r'^2 \frac{d}{dr'} [r' V(r')] dr'. \quad (12)$$

Это выражение позволяет вычислить магнитное поле, создаваемое вращением любого сферически-симметричного распределения заряда с помощью электростатического кулоновского потенциала. Следует обратить внимание, что за счет вращения форма нейтронной звезды в действительности должна деформироваться и из-за этого отличаться от сферической симметрии. Поскольку мы заинтересованы в оценке порядка величины равного магнитному полю, то для упрощения задачи можно пренебречь искажением формы нейтронной звезды. Таким образом, магнитное поле определяется как

$$\vec{B}(\vec{r}) = B_r \vec{e}_r + B_\theta \vec{e}_\theta, \quad (13)$$

где

$$B_r = \frac{2\omega}{c^2} \frac{F}{r} \cos \theta, \quad B_\theta = -\frac{2\omega}{c^2} \left[\frac{F}{r} + \frac{r}{2} \frac{d}{dr} \left(\frac{F}{r} \right) \right] \sin \theta, \quad (14)$$

B_r – радиальная составляющая; B_θ – угловая составляющая магнитного поля; θ – угол между r и осью z ; \vec{e}_θ – единичный вектор по θ . Следовательно, выражение для величины магнитного поля (по абсолютному значению) можно записать в виде

$$B(r, \theta) = \frac{\omega r}{c^2} \sqrt{\left(\frac{2F}{r^2}\right)^2 + \left\{ \frac{4F}{r^2} \frac{d}{dr} \left(\frac{F}{r}\right) + \left[\frac{d}{dr} \left(\frac{F}{r}\right) \right]^2 \right\} \sin^2 \theta} . \quad (15)$$

Используя соотношение между r и ξ

$$r = R_c + \left(\frac{\pi}{12}\right)^{1/6} \frac{\Delta}{\sqrt{\alpha}} \frac{\hbar}{m_\pi c} \xi \quad (16)$$

возможно оценить величину магнитного поля. Подробности приведены на рисунках 5, 6, 7 и 8.

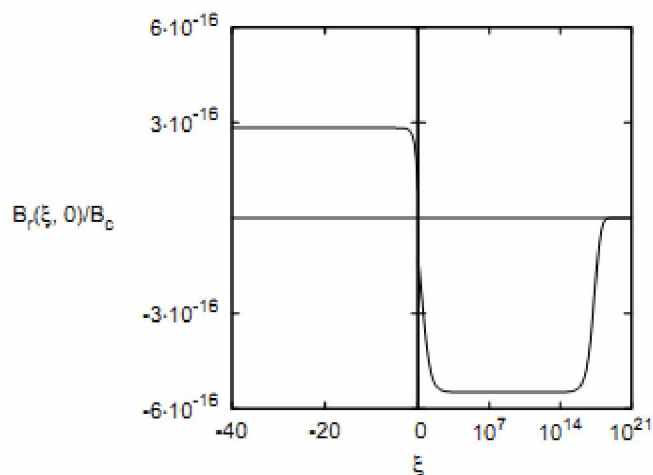


Рисунок 5 – Радиальная составляющая магнитного поля B_r построена как функция радиальной координаты ξ в единицах критического поля $B_c = m_e^2 c^3 / e \hbar \approx 4.5 \times 10^{13}$ Гауссов. Здесь период берется как $P = 10$ мс (миллисекунд), $\theta = 0$, $\Delta = 1$ и радиус ядра $R_c = 10$ км. Обратите внимание на то, что B_r рассматривается на полюсах звезды, где она имеет максимальное значение. Вне звезды B_r имеет очень небольшую отрицательную величину и она стремится к нулю

Анализируя рисунок 5, можно увидеть, что B_r имеет очень маленькое значение, которое почти не влияет на величину поля за исключением полюсов звезды. Напротив, B_θ имеет значения, превышающее критическое магнитное поле вблизи поверхности ядра, хотя оно локализовано в узкой области между положительно и отрицательно заряженных оболочек, как ожидалось на рисунке 6. Вне ядра магнитное поле становится отрицательным. Величина поля имеет очень маленькое значение, которое, в конечном счете, исчезает.

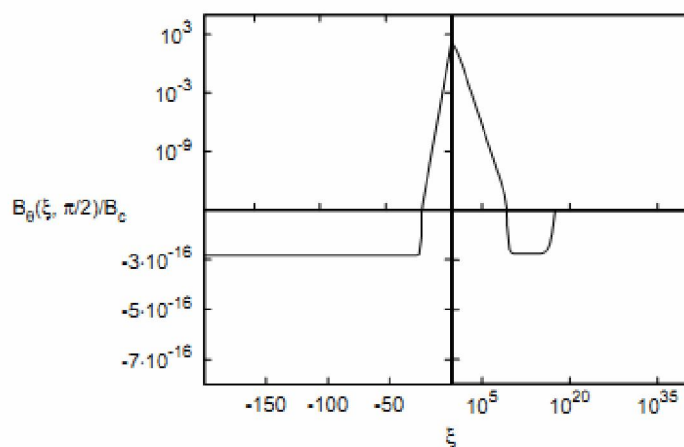


Рисунок 6 – Угловая составляющая магнитного поля B_θ построена в единицах B_c . Здесь $P = 10$ мс, $\theta = \pi/2$, $\Delta = 1$ и $R_c = 10$ км. Заметьте, что B_θ рассматривается на экваторе, где она имеет максимальное значение. Внутри звезды она имеет очень маленькое постоянное отрицательное значение. Вне звезды сначала становится отрицательным, потом стремится к нулю

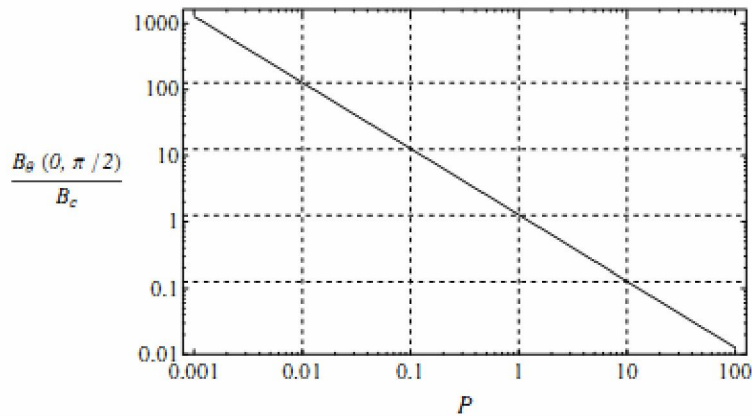


Рисунок 7 – Величина магнитного поля построена как функция периода P звезды в единицах критического поля B_c в логарифмической шкале на экваториальной поверхности ядра радиусом $R_c = 10$ км

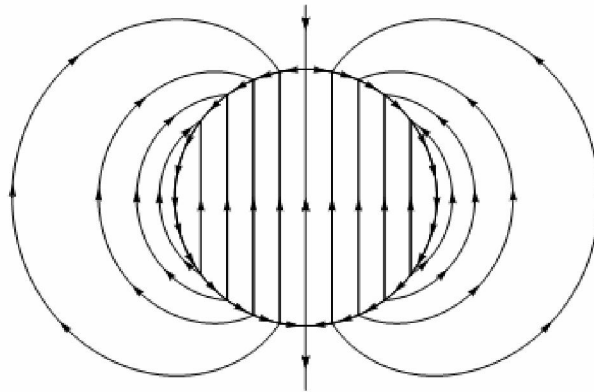


Рисунок 8 – Схематическое изображение магнитных силовых линий. Вне звезды магнитное поле выглядит как поле диполя. Дополнительные линии (стрелки) вдоль поверхности звезды указывают на сверхкритическое значение магнитного поля между положительно и отрицательно заряженными оболочками

На рисунке 7 величина магнитного поля представлена в зависимости от периода вращения P на экваториальной поверхности ядра. Практически, этот график показывает верхний предел возможных значений магнитного поля в диапазоне от 1 мс до 100 с. Рисунок 8 описывает магнитные силовые линии внутри, снаружи и на поверхности звезды. Оказалось, что силовые линии выше критического магнитного поля прижаты между двумя оболочками вдоль поверхности ядра.

В таблице 1 схематически представлены электродинамические свойства нейтральной конфигурации с разным распределением заряда. Все параметры выбраны для того, чтобы показать общие характеристики систем. Анализируя магнитные поля этих конфигурации, можно легко увидеть сходство между кулоновским потенциалом V и радиальной составляющей магнитного поля B_r , а также между электрическим полем E и угловой (тангенциальной) составляющей магнитного поля B_θ для обеих идеализированной и реальной конфигураций. В нашем случае магнитное поле показывает общие с предыдущими конфигурациями свойства, хотя и имеет свои особенности, представляющие гладкие переходы в областях, близких к поверхности ядра. Для того чтобы проверить правильность наших результатов мы рассмотрели аналогичные случаи. Первая мысль, которая приходит на ум, когда речь идет о положительно и отрицательно заряженных сферических оболочках с постоянной толщиной порядка λ_e в сравнении с радиусом $R_c = 10$ км нейтронной звезды, это предположить распределение заряда вдоль сферической поверхности. Поскольку у нас имеются две сферические оболочки, то в качестве аналогичного примера этой системы можно исследовать электродинамические свойства сферического конденсатора. На самом деле, этот пример показал аналогичное с решением уравнения Томаса-Ферми поведение кулоновского потенциала V и B_r , а также огромную разницу порядков B_r и B_θ , однако, электрические поля E и B_θ отличались от

наших результатов. Кроме того, случай сферического конденсатора не объясняется, наличие непрерывного B_θ на границе заряженных оболочек. Вдобавок ко всем выше приведенным аргументам, также имеется некоторое расстояние между положительно и отрицательно заряженными поверхностями, тогда как в нашем случае расстояние между оболочками было равно нулю. Таким образом, необходимо было рассмотреть еще одну альтернативную задачу в целях проверки. На этот раз были рассмотрены две противоположно заряженные сферические слои с объемным распределением заряда. Действительно, мы выбрали этот пример очень удачно, и взяли его достаточно простым. Он пояснил, все общие электродинамические свойства обеих систем. В результате B_r и B_θ оказались функциями толщины сферических слоев. При толщине порядка λ_e , наблюдается огромная разница в магнитных полях, и поскольку заряд был распределен в заданном объеме с различными знаками, электрическое поле E и угловая составляющая магнитного поля B_θ оказываются непрерывными.

Заключение. В данной работе мы исследовали поведение магнитного поля, создаваемого вращением ядра звездных размеров состоящего из ядерного вещества, на основе исследовательских работ Руффини [13] и Попова [18], с помощью методики, разработанной Маршем [19].

В частности, для вращающейся системы с периодом 10 мс, получено магнитное поле порядка критического поля вблизи поверхности и проанализированы магнитные силовые линии.

Согласно нашим результатам, магнитное поле нейтронной звезды может быть образовано его твердотельным вращением, приводящее к формированию постоянного магнитного поля в начальные моменты рождения звезды.

Исследования магнитного поля в общей теории относительности для гравитирующей системы вырожденных фермионов в бета-равновесии выходит за рамки настоящей работы. Мы планируем исследовать эту проблему в ближайшее время.

REFERENCES

- 1 Ginzburg V.L., *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 156, (1964) 4346 [Engl. transl.: Sov. Phys. Doklady 9, 329332].
- 2 Woltjer L., *ApJ*. 140 (1964) 1309.
- 3 Ruderman M., *A&A*. 10 (1972) 427.
- 4 Ruderman M., *A&A*. 16 (1995) 207-216.
- 5 Reisenegger A., *ApJ*. 550 (2001) 860.
- 6 Reisenegger A., *Astron. Nachr.* 328, (2007) 1173.
- 7 Reisenegger A., Benguria R., Araya J.P., Lai D., *A&A*, 472 (2007) 233.
- 8 Thompson C., Duncan R., *ApJ* 408 (1993) 194.
- 9 Thompson C., Duncan R., *MNRAS* 275 (1995) 255.
- 10 Thompson C., Duncan R., *ApJ* 473 (1996) 322.
- 11 Tayler R.J., *MNRAS* 161 (1973) 365.
- 12 Spruit H., *A&A* 381 (2002) 923.
- 13 Ruffini R., Rotondo M., Xue S.-S., *Int. J. Mod. Phys. D* 16 (2007) 1.
- 14 Lieb E., Simon B., *Phys. Rev. Lett.* 31 (1973) 681.
- 15 Pomeranchuk I., Smorodinsky Ya., *J. Phys., USSR* 9 (1945) 97.
- 16 Ferreira J., Ruffini R., Stella L., *Phys. Lett. B* 91 (1980) 314.
- 17 Ruffini R., Stella L., *Phys. Lett. B* 102 (1981) 442.
- 18 Popov V., Rotondo M., Ruffini R., Xue S.-S., *arxiv: 0903.3727v1*.
- 19 Marsh J.S., *Am. J. Phys.* 50 (1) (1982) 51.

Резюме

К. А. Бошкаев

(эл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы, Қазақстан)

НЕЙТРОН ЖҰЛДЫЗДАРДЫҢ МАГНИТ ӨРІСІН ЗЕРТТЕУ

Жұмыста біз тұтастай нейтрал айныған жүйені қарастырамыз. Жүйенің өлшемі жұлдыздың өлшемімен тең. Жүйе N_n нейтроннан, N_p протоннан, N_e электроннан құралған және олар бета тепе-теңдікте тұр. Мұндай жүйеде ядролық тығыздықпен, массалық саны $A \approx 10^{57}$ жуық, зарядтың таралуы нөлден өзгеше болады. Біз осы жүйе қатты дене іспетті тұрақты бұрыштық жылдамдықпен айналғанда пайда болатын магнит өрісін классикалық электродинамика аясында зерттейміз.

Тірек сөздер: Томас-Ферми моделі, нейтрондық жұлдыздың ядросы, магнит өрісі.

Summary

K. A. Boshkayev

(Al-Farabi Kazakh national university, Almaty, Kazakhstan)

INVESTIGATION OF THE MAGNETIC FIELD OF NEUTRON STARS

We consider a degenerate globally neutral system of stellar dimensions consisting of N_n neutrons, N_p protons and N_e electrons in beta equilibrium. Such a system at nuclear density having mass numbers $A \approx 10^{57}$ can exhibit a charge distribution different from zero. We present the analysis in the framework of classical electrodynamics to investigate the magnetic field induced by this charge distribution when the system is allowed to rotate as a whole rigid body with constant angular velocity around the axis of symmetry.

Keywords: Thomas-Fermi model, neutron star core, magnetic field.

Поступила 05.05.2014 г.