

УДК: 524.354.6-8

О ВНУТРЕННЕМ СТРОЕНИИ ЗВЕЗД

Г.С.СААКЯН, Л.Ш.ГРИГОРЯН

Поступила 17 июля 1998

Предложена новая модель внутреннего строения некоторых типов небесных тел. Исходным является представление о том, что часть нейтронных звезд могла образоваться раньше всех других типов звезд, на ранней стадии расширения Вселенной, непосредственно из сплошного космического вещества. В подобных условиях, после формирования нейтронная звезда становится эффективным центром аккреции космической плазмы. Падающие на нейтронную звезду потоки плазмы уносят с собой рождающиеся при этом (благодаря термоэлектрическим токам и динамопроцессу) магнитные поля и плотно упаковывают их вокруг нее. Спустя определенное время вокруг нейтронной звезды образуется протяженный и сильно замагниченный слой плазмы. В результате формируется звездная конфигурация с внешним слоем, массой, радиусом и светимостью, сходными с обычной звездой. В замагниченной части подобной конфигурации гравитационное притяжение масс компенсируется градиентом магнитного давления, а плазма удерживается самим магнитным полем. Численными оценками обоснована возможность существования замагниченных звезд. Радиусы и массы замагниченных сфер подобных звезд заметно меньше радиусов и масс соответствующих конфигураций, поэтому при наблюдениях они не должны отличаться от обычных звезд: внешние слои (промежуточный слой, фотосфера и хромосфера) замагниченной конфигурации такие же, как у обычной звезды. Однако структурные отличия во внутренних областях могут проявляться, например, в вопросах магнитной активности и нейтронной светимости.

1. *Введение.* До начала семидесятых годов нейтронные звезды считались теоретическими построениями или же, в лучшем случае, экзотическими небесными телами, которые, в принципе, могут существовать во Вселенной. В последующие годы, после открытия ряда важных проявлений нейтронных звезд, это представление радикально изменилось и значимость этих небесных тел сильно возросла. Но продолжали оставаться не выясненными вопросы их происхождения и возможной роли в космогонии. Распространено мнение о том, что нейтронная звезда является последним этапом длительной эволюции обычной звезды. Принято считать, что обычная звезда, после исчерпания своих внутренних запасов энергии, по мере остывания непрерывно сжимается и в конце, испытывая коллапс, после выброса части массы (вспышка Сверхновой) превращается в нейтронную звезду или же в черную дыру в том случае, если до вхождения под сингулярную поверхность Шварцшильда не успеет сбросить излишек своей массы. Это вполне логичная версия о происхождении нейтронных звезд. Однако она пока не нашла своего достоверного обоснования.

За последние три десятка лет проблема нейтронных звезд разраба-

тывалась интенсивно. Были достигнуты значительные успехи, в результате чего сформировалось новое перспективное направление астрофизики, которое можно назвать *физикой нейтронных звезд*.

Недавно были проведены новые исследования по вопросу о происхождении нейтронных звезд. Так, в [1,2] развита точка зрения о том, что нейтронные звезды, по-видимому, являются первичными образованиями, родившимися на ранней стадии эволюции Вселенной непосредственно из сплошного космического вещества, раньше других типов небесных тел. Ниже приводятся определенные доводы в пользу этой версии происхождения нейтронных звезд. В работах [2,4] обсуждена возможная роль нейтронных звезд для ядер галактик. Обоснована идея о том, что компактные ядра галактик в основном состоят из нейтронных звезд и белых карликов. В [4] была разработана соответствующая модель ядер галактик. Показано, что ядро Галактики является одним из возможных очагов формирования пульсаров - нейтронных звезд с подходящими угловыми скоростями вращения. В связи с этим следует ожидать, что часть наблюдаемых пульсаров выпетела из ядра Галактики путем механизма „испарения“. В [3] обсуждена проблема энергетики ядер галактик с учетом роли находящихся в них пульсаров.

В предлагаемой работе предпринята попытка расширения роли нейтронных звезд в вопросах космогонии. Исследована возможность того, что в центре некоторых типов звезд имеются нейтронные звезды. Эту идею удастся обосновать, если допустить, что в центральной зоне звезды, помимо магнитного поля нейтронной звезды, существует сильное магнитное поле со специфической топологией. По существу предлагается новая модель внутреннего строения звезд. Этот шаг продиктован не только стремлением расширить круг проявлений нейтронных звезд, но и наличием важных наблюдательных фактов, пока не нашедших своего теоретического обоснования. В частности, мы имеем в виду явление солнечной активности, проявляющееся в виде периодических выбросов из недр Солнца в его фотосферу мощных магнитных полей относительно малых пространственных размеров (солнечные пятна), и известную проблему о потоке солнечных нейтрино.

2. *О происхождении нейтронных звезд.* После Большого взрыва, до определенной стадии расширения Вселенной, космическое вещество остается сплошным и однородным.

В такой среде неизбежны флуктуации плотности и скорости вещества, которые при определенных условиях могут привести к образованию небесных тел. При этом разумно считать, что космическая среда становится нестабильной по отношению к появлению того или иного типа небесного тела, как только в ней формируются условия, необхо-

димые для его существования.

О реальном существовании какого-либо небесного тела можно говорить лишь в том случае, когда оно, не чувствуя космологического расширения, ведет себя как точечный объект. Это условие выполняется начиная с того момента расширения Вселенной, когда на поверхности рассматриваемого небесного тела гравитационная потенциальная энергия масс начинает превышать их кинетическую энергию космологического разбега:

$$GM \rho / R > \rho H^2 R^2 / 2,$$

где H - параметр космологического расширения Хаббла для соответствующего момента времени, M - масса, R - радиус небесного тела. Требуя двукратное превышение потенциальной энергии над кинетической, получаем

$$H^2 \approx GM/R^3. \quad (1)$$

Это условие необходимо для образования гравитационно связанных систем. Для образования звезд существует более жесткий критерий, из которого вытекает (1).

На ранней стадии эволюции Вселенной, когда космическое вещество было достаточно плотным и горячим, существование звезд возможно, если температура среды значительно меньше температур в звездах. В соответствии с этим, на поверхности звезды тепловая энергия частицы $1.5 kT$ (T - температура окружающей среды) не должна превышать ее гравитационную потенциальную энергию. Опять, требуя двукратное превышение потенциальной энергии над кинетической, получаем

$$T \approx \frac{GM m_p}{3 kR}. \quad (2)$$

Таким образом, если условия (1) и (2) выполняются, флуктуации плотности и скорости вещества, нарастая в силу гравитационной неустойчивости, со временем могут привести к образованию небесных тел.

В семействе звезд самыми плотными и элементарными объектами являются нейтронные звезды. Поэтому естественно считать, что в плотной, горячей и сплошной космической плазме первыми должны появляться именно эти небесные тела. В соответствии с (2), это может произойти, когда температура в космической плазме, уменьшаясь, достигает значения

$$T_n \approx 5 \cdot 10^{11} M_n / M_\odot R_n, \quad (3)$$

где M_n - масса, а R_n - радиус нейтронной звезды, $R_n = 10^{-6} R$.

За исключением, быть может, начального небольшого, $t < 10^{-4}$ с, промежутка времени после Большого взрыва, числа барионов и фотонов

во Вселенной приблизительно сохраняются. Из этого обстоятельства, с учетом имеющихся данных о реликтовом излучении и средней плотности массы во Вселенной, следует, что [1]

$$\rho_g \approx 3.1 \cdot 10^{-6} \rho_{rad}^{3/4}, \quad (4)$$

где ρ_g - плотность массы обычного (барионного) вещества, а $\rho_{rad} = aT^4/c^2$ - плотность массы, обусловленной излучением. При дуговых временах $\eta \ll 1$ для всех моделей Вселенной имеет место следующая зависимость средней полной плотности массы (обычное и скрытое вещество, излучение и нейтрино) от времени [5]:

$$\rho \approx \frac{3}{32\pi G t^2} = \frac{4.47 \cdot 10^5}{t^2}. \quad (5)$$

Из последних трех соотношений следует, что образование нейтронных звезд возможно, начиная с порога, когда [2]

$$t \approx 10^{-3} \left(\frac{R_g M_\odot}{M_n} \right)^2, \quad \rho_{rad} \approx 7 \cdot 10^{11} \left(\frac{M_n}{R_g M_\odot} \right)^4, \quad \rho_g \approx 2.3 \cdot 10^3 \left(\frac{M_n}{R_g M_\odot} \right)^3. \quad (6)$$

Причиной рождения нейтронных звезд являются флуктуации в космической плазме. Судьба флуктуаций определяется длиной волны Джинса λ_J : флуктуации с размерами $l < \lambda_J$, со временем затухая, исчезают, а с $l > \lambda_J$ - нарастают и затем, благодаря самогравитации охваченных возмущением масс, могут привести к образованию звезд. У порога образования нейтронных звезд

$$\lambda_J \approx v_s \left(\frac{\pi}{G \rho} \right)^{1/2} \approx \frac{c}{\sqrt{G \rho}} \approx 1.4 \cdot 10^8 \text{ см},$$

где в соответствии с уравнением состояния $P \approx \rho c^2/3$ для скорости звука принято $v_s \approx c/3$, а под ρ подразумевается приведенная в (6) полная плотность массы. У порога (6) космическая среда не устойчива по отношению к образованию нейтронных звезд. При этом размер соответствующей флуктуации l должен быть таким, чтобы в последующем масса охваченного им барионного вещества была достаточной для образования нейтронной звезды:

$$0.5 l^3 \rho_g \approx M_n.$$

Имея в виду приведенное в (6) значение плотности барионного вещества ρ_g , получаем $l \approx 10^{10}$ см. Таким образом, $l > \lambda_J$, следовательно соответствующая флуктуация со временем нарастает и, в принципе, может привести к образованию нейтронной звезды.

Согласно [2], по ходу дальнейшего расширения Вселенной, вслед за нейтронными звездами могут образоваться белые карлики (начиная с

$t \approx 50$ с), обычные звезды (начиная с $t \approx 5 \cdot 10^6$ с), ядра галактик (начиная с $t \approx 10^4$ лет) и галактики (начиная с $t \approx 3 \cdot 10^7$ лет). Пороговые значения моментов начала формирования звездных систем оценивались по формуле (1). Заметим, что по существующим представлениям [6,7] процесс звездообразования продолжается до современной эпохи.

3. *Возможный сценарий образования звезд.* Ниже будем предполагать, что нейтронные звезды образовались на ранней стадии расширения Вселенной и, исходя из этого представления, обсудим возможный ход их дальнейшей эволюции в столь экстремальных условиях. За время формирования нейтронных звезд, из-за быстрого космологического расширения, плотность в окружающей среде, разумеется, могла заметно уменьшиться, но по сравнению с плотностями межзвездного вещества в Галактике она, несомненно, была на много порядков выше. Поэтому в этот начальный период времени непременно должны были происходить бурные процессы аккреции масс окружения на нейтронные звезды. Рассмотрим возможные последствия такой аккреции.

Радиусы нейтронных звезд мало отличаются друг от друга и приблизительно равны 10 км, а массы находятся в интервале $0.31 \leq M_n/M_\odot \leq 2.14$ [8,9]. Таким образом, нейтронные звезды с массой $M_n > 2.14 M_\odot$ не существуют. При таких обстоятельствах в результате непрерывной аккреции вещества, в условиях сравнительно плотной космической среды, массы большинства нейтронных звезд со временем превысили бы этот предел и, следовательно, последние должны были испытать коллапс, превратившись в черные дыры. В этом случае в Галактике должно было бы существовать большое число черных дыр. Однако это не так, ибо, несмотря на целеустремленные и настойчивые поиски, до сих пор не удалось обнаружить хотя бы одной черной дыры. Этот факт заставляет искать другие возможные последствия процесса аккреции вещества на нейтронные звезды.

В такой сверхгорячей, бурлящей плазме, какой является космическая среда в предполагаемые времена образования нейтронных звезд, неизбежно будут генерироваться магнитные поля, благодаря всевозможным процессам движения масс, мелкомасштабным и крупномасштабным флуктуациям плотности, плазменным колебаниям и турбулентным движениям в самих аккреционных потоках. Магнитная гидродинамика предсказывает два основных механизма генерации и трансформации магнитных полей. Первый механизм генерации магнитного поля обусловлен сторонними ЭДС, вызванными термоэлектрическими эффектами в плазме. В основу второго механизма, называемого динамопроцессом, положено

явление растягивания магнитных силовых линий при движении плазмы вместе с вмороженными в ней силовыми линиями [10].

Падающие на нейтронную звезду плазменные потоки вещества, увлекая с собой силовые линии постоянно рождающихся магнитных полей, сгущают их вокруг ее поверхности. В результате, со временем вокруг нейтронной звезды может образоваться сравнительно протяженный сильно замагниченный плазменный слой. Процесс формирования замагниченного слоя можно представить следующим образом. Сначала падающие на нейтронную звезду плазменные потоки прижимают к ее поверхности силовые линии ее собственного поля. В результате этого, у ее поверхности образуется сравнительно тонкий слой сильно замагниченной плазмы. Затем, по ходу продолжающегося процесса аккреции, падающие на центр плазменные потоки, увлекая с собой силовые линии генерируемых магнитных полей, постепенно наращивают толщину этого замагниченного слоя, доводя его внешнюю поверхность до таких радиусов r , при которых гравитационное притяжение нейтронной звезды ослабевает до уровня существующего в обычных звездных конфигурациях (при тех же расстояниях).

Каков характер магнитного поля в замагниченном слое? Трудно себе представить, чтобы аккреция могла привести к формированию вокруг нейтронной звезды крупномасштабного магнитного поля. Последнее могло бы произойти, если бы в космическом пространстве заранее существовали достаточно сильные крупномасштабные магнитные поля, что маловероятно. Скорее всего, заметные магнитные поля, рождаясь в процессе аккреции, собираются и плотно упаковываются вокруг нейтронной звезды в виде отдельных сгустков магнитных силовых линий. В соответствии с этим, мы будем считать, что в замагниченном слое небесного тела магнитное поле имеет дискретную структуру: состоит из многочисленных отдельных ячеек со сходными локальными полями. Эти поля могут быть подобны полю магнитного диполя со сжатыми по бокам силовыми линиями, как это реализуется в случае нейтронной звезды, находящейся в условиях аккреции. Или, что более правдоподобно, магнитные силовые линии в ячейках образуют тороидальную структуру, сплюснутую давлением плазмы. Вопрос о размерах таких ячеек будет рассмотрен позднее.

В случае отсутствия заметного вращения, замагниченный пояс небесного тела формируется в условиях сферически-симметрической аккреции, и поэтому должен иметь сферически-симметрическую форму. Такими же должны быть распределения масс и магнитных ячеек в этом поле. Здесь плазма вморожена в магнитное поле и поэтому удерживается им. Движение плазмы в направлении, перпендикулярном магнитным силовым линиям, т.е. в радиальном направлении, невозможно, несмотря

на сильное притяжение к центру. Просачивание частиц к центру может произойти только посредством амбиполярной диффузии, обусловленной кулоновскими столкновениями.

В замагниченном слое гравитационное притяжение масс к центру небесного тела компенсируется градиентом магнитного давления. Это означает, что в рассматриваемой области конфигурации плотность энергии магнитного поля должна быть порядка плотности гравитационной энергии масс:

$$B^2/8\pi \approx Gu\rho/r, \quad (7)$$

где $u(r)$ - накопленная масса. В самом деле, аккрецирующие на нейтронную звезду плазменные массы на своем пути сметают и уносят с собой силовые линии магнитных полей. Однако падение масс тормозится и приостанавливается, как только плотность энергии магнитного поля становится порядка плотности кинетической энергии в плазменном потоке

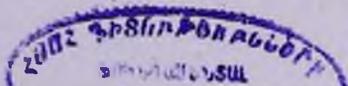
$$\rho v^2/2 \approx B^2/8\pi,$$

где $v^2 \approx 2Gu/r$ - гидродинамическая скорость в аккреционном потоке. Таким образом, после завершения процесса формирования замагниченного слоя и установления в нем гидродинамического равновесия, имеем

$$B(r) \approx (8\pi Gu\rho/r)^{1/2}, \quad r > R. \quad (8)$$

Будем считать, что нейтронная звезда намагничена однородно. Следовательно, в ней магнитная индукция постоянна и, по-видимому, $B_0 \approx 10^{10} + 10^{13}$ Гс, а магнитный момент $\mu_n \approx 10^{28} + 10^{31}$ эрг/Гс. Внешнее магнитное поле нейтронной звезды в исходном состоянии является дипольным, а в конечном состоянии, когда благодаря процессу аккреции силовые линии прижаты к ее поверхности, является приблизительно сферически-симметрическим. Следовательно, в конечном состоянии силовые линии магнитного поля нейтронной звезды образуют сильно замагниченную плазменную шубу, внешний радиус которой мало отличается от радиуса R самой нейтронной звезды. Поэтому этот слой не играет заметной роли в вопросе построения моделей звезд с радиусами $R_s \gg R$. В этом вопросе существенной является роль внешнего замагниченного слоя, если его радиус заметно превышает радиус нейтронной звезды R .

Формирующаяся по описанному сценарию конфигурация, разумеется, не кончается замагниченным слоем. Над ним непременно должен быть и слой из обычного незамагниченного звездного вещества. Толщина этого наружного слоя определяется толщиной замагниченного слоя.



Следуя терминологии, принятой в теории внутреннего строения Солнца, эту наружную часть конфигурации будем называть *промежуточной областью*.

4. *Параметры замагниченного слоя небесного тела.* Рассмотрим уравнение гидродинамического равновесия для замагниченной области конфигурации, считая распределение масс и магнитное поле сферически-симметрическими. Учитывая, что $P \ll B^2/8\pi$ и $\rho c^2 \gg B^2/8\pi$ (P - давление вещества), уравнение гидродинамического равновесия можно представить в виде

$$\frac{1}{8\pi} \frac{dB^2}{dr} = -\frac{G\mu\rho}{r^2}. \quad (9)$$

Условие $P \ll B^2/8\pi$ очевидно: оно необходимо для построения моделей звезд с подходящими радиусами. Условие же $\rho c^2 \gg B^2/8\pi$ непосредственно следует из равенства (7):

$$\rho c^2 \approx \frac{2c^2}{v^2} \frac{B^2}{8\pi} \gg \frac{B^2}{8\pi}.$$

Решение для магнитного поля ищем в виде

$$B^2(r) = B_0^2 (R/r)^n,$$

где $B_0 = B(R)$. Тогда из (9) получаем

$$u(r)\rho(r) = M_n \rho_R (R/r)^{n-1},$$

где M_n - масса нейтронной звезды, ρ_R - плотность массы на ее поверхности и

$$B_0^2 = 8\pi GM_n \rho_R / nR.$$

Используя это выражение для $u\rho$, из уравнения для накопленной массы находим

$$\frac{du^2}{dr} = 8\pi M_n \rho_R R^{n-1} r^{3-n}.$$

Интегрируя это уравнение, получаем

$$u(r) = M_n \left\{ \frac{8\pi\rho_R R^3}{(4-n)M_n} \left[\left(\frac{r}{R} \right)^{4-n} - 1 \right] + 1 \right\}^{1/2}.$$

В согласии с приведенной в (8) оценкой далее будем считать $n = 1$. В соответствии с этим

$$\rho(r) = \rho_R / f(r), \quad u(r) = M_n f(r), \quad R < r < r_2, \quad (10)$$

где r_2 - внешний радиус замагниченного слоя, а

$$f(r) = \left[1 + \frac{8\pi\rho_R}{3M_n} (r^3 - R^3) \right]^{1/2}. \quad (11)$$

Из (7) следует, что у основания замагниченной области плотность массы равна

$$\rho_R = R B_0^2 / 8\pi G M_n \approx 300 R_6 B_{12}^2 M_\odot / M_n \text{ г / см}^3, \quad (12)$$

где $B_{12} = 10^{-12} B_0$. Интересно заметить, что в пределах подслоя $R < r < r_m$ замагниченной области, где

$$r_m \approx (3 M_n / 8\pi\rho_R)^{1/3} = 9.25 \cdot 10^9 \left(\frac{M_n}{M_\odot B_{12}} \right)^{2/3} R_6^{-1/3} \text{ см},$$

плотность вещества и накопленная масса практически остаются постоянными:

$$f(r) \approx 1, \quad \rho(r) = \rho_R, \quad u(r) \approx M_n, \quad R < r < r_m. \quad (13)$$

Определим толщину замагниченной области. Начнем с нижнего подслоя, обусловленного магнитным полем нейтронной звезды. Из условия сохранения потока магнитной индукции следует, что

$$\int_R^{\eta} B r dr \approx 0.5 R^2 B_0, \quad (14)$$

где B_0 и B - абсолютные значения магнитной индукции внутри нейтронной звезды и вне ее, а r_1 - радиус альвеновской сферы, образующейся вокруг нейтронной звезды при аккреции. Равенство написано для плоскости магнитного экватора. Учитывая (8) и (10), из равенства (14) получаем

$$r_1 \approx R \left(1 + \frac{3 B_0}{4 B_R} \right)^{2/3}, \quad (15)$$

где

$$B_R = (8\pi G M_n \rho_R / R)^{1/2}.$$

Предполагая, что во всей замагниченной области конфигурации магнитная индукция изменяется непрерывно, будем считать $B(R) = B_0$. В этом случае

$$r_1 \approx 1.45 R. \quad (16)$$

В соответствии с (8) и (10) во всем замагниченном слое магнитное поле описывается формулой

$$B(r) \approx B_0 \left(\frac{R}{r} \right)^{1/2}. \quad (17)$$

Теперь рассмотрим внешнюю, основную часть замагниченного слоя, которая формируется вокруг нейтронной звезды в процессе аккреции окружающей плазмы, аккумуляции и плотной упаковки силовых линий рождающихся отдельных магнитных полей. Эту часть будем характеризовать параметром:

$$\phi = 2\pi \int_{r_1}^{r_2} B r dr, \quad (18)$$

где r_2 - внешний радиус замагниченного слоя, а $B(r)$ - абсолютное значение магнитной индукции. Как уже отмечалось, здесь мы имеем дело с большим числом магнитных ячеек. Как в верхней и нижней половинах каждой магнитной ячейки, так и в соседних ячейках (в местах их соприкосновения) силовые линии имеют противоположные направления, и поэтому алгебраическая сумма потоков магнитной индукции всех ячеек имеет значение, близкое к нулю, чего нельзя сказать о ϕ . Условно ϕ будем называть полным потоком магнитной индукции замагниченного слоя.

Учитывая соотношения (8) и (10), из (18) получаем

$$r_2 \approx r_1 \left(1 + \frac{3\phi}{4\pi \sqrt{8\pi GM_n \rho_r} r_1^3} \right)^{2/3} \quad (19)$$

Нас интересует случай больших расстояний $r_2 > r_1$, на которых гравитационное притяжение нейтронной звезды ослабевает настолько, что становится возможным построение модели обычных звезд. Такая возможность появляется, когда

$$\phi \gg \frac{4\pi}{3} (8\pi GM_n \rho_r r_1)^{1/2} = 7.33 \cdot 10^{24} R_6^2 B_{12},$$

где использованы (12) и (16). Для таких больших ϕ внешний радиус замагниченной области небесного тела равен

$$r_2 \approx \left(\frac{3\phi}{4\pi \sqrt{8\pi GM_n \rho_r}} \right)^{2/3} \approx 1.79 \cdot 10^8 \left(\frac{\phi_{28}^2}{R_6 B_{12}^2} \right)^{1/3} \text{ см.} \quad (20)$$

Масса, заключенная в замагниченном слое, равна

$$4\pi \int_R^{r_2} \rho r^2 dr = (f_2 - 1) M_n.$$

Накопленная же масса на расстоянии r_2 равна

$$u(r_2) = f_2 M_n, \quad (21)$$

где

$$f_2 = \left[1 + \frac{8\pi\rho_2}{3M_n} (r_2^3 - R^3) \right]^{1/2} \approx \left(1 + \frac{8\pi\rho_2}{3M_n} r_2^3 \right)^{1/2}.$$

При потоках $\phi > 6.5 \cdot 10^{30} M_n / M_\odot$, множитель $f_2 > 2$ и масса замагниченного слоя превышает массу нейтронной звезды.

В значительной части замагниченной области небесного тела магнитное поле настолько сильное, что в магнитных ячейках электроны, по существу, вращаются вокруг магнитных силовых линий по квантованным орбитам. Температура возбуждения уровней Ландау порядка

$$T_e \approx \frac{eB\hbar}{m_e c k} \approx 1.3 \cdot 10^8 B_{12} \sqrt{\frac{R}{r}}.$$

Ларморовские токи внутри сгустка силовых линий компенсируют друг друга, и в результате остается сильный поверхностный ток. Следовательно, магнитная ячейка имеет вид сплюсненного кольцевого соленоида с поверхностным током

$$i \approx 2br_e \frac{e\rho}{m_p} v_e \approx 2.7 \cdot 10^{22} T_7 B_{12} \frac{R_6 M_\odot}{f(r) M_n} \left(\frac{r}{R} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

где $b \approx 1.8 \cdot 10^6$ см — линейный размер поверхности сгустка магнитных силовых линий (численное значение определено в §9), $r_e = m_e c v_e / eB$ — ларморовский радиус электрона, $e\rho/m_p$ — плотность числа электронов, а $v_e \approx (kT/m_e)^{1/2}$.

5. Источники энергии замагниченных конфигураций. В основу современной теории внутреннего строения звезд положено представление о термоядерном синтезе легких элементов. В замагниченных конфигурациях кроме этого основного источника существует также источник энергии, обусловленный аккреционным потоком масс на нейтронную звезду. Обсудим роль этого канала энергии.

В замагниченном слое вещество удерживается магнитным полем, а гравитационное притяжение масс к центру компенсируется градиентом магнитного давления. Однако это удерживание плазмы не абсолютное: поперек магнитного поля, т. е. в данном случае в радиальном направлении существует определенный поток частиц, обусловленный их амбиполярной диффузией. Интенсивность диффузионного потока частиц определяется формулой [11,12]

$$\vec{F} = -\frac{c^2 \rho}{m_p \sigma B^2} \left(\vec{\nabla}_\perp P + \frac{Gu\rho}{r^3} \vec{r}_\perp \right). \quad (23)$$

Здесь $\bar{\nabla}_\perp P$ и \bar{r}_\perp - поперечные (относительно силовых линий магнитного поля) компоненты векторов $\bar{\nabla} P$ и \bar{r} , σ - электропроводность плазмы в поперечном к силовым линиям направлении:

$$\sigma = \frac{3(kT)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} m_e \Lambda e^2},$$

где Λ - кулоновский логарифм. Как уже отмечалось, предположение о клочковатой структуре магнитного поля позволяет считать, что магнитная индукция в среднем зависит только от координаты r .

Учитывая, что в замагниченном слое $|\bar{\nabla} P| \ll Gu\rho/r^2$, $B^2 \approx 8\pi Gu\rho/r$, получаем

$$\bar{F} = -\frac{\Lambda e^2 c^2 \rho_R}{6\pi m_p r f(r)} \left(\frac{2\pi m_e}{k^3 T^3} \right)^{1/2} \frac{\bar{r}}{r}. \quad (24)$$

После установления в небесном теле режима квазистационарной аккреции полный поток частиц не должен зависеть от r . В этом случае $r f(r) T^{3/2} \sim r^2$. Отсюда следует, что в области $R < r < r_m$, где $f(r) \approx 1$ (см. (13)), температура с расстоянием должна расти как $T \sim r^{2/3}$. Такое неестественное поведение профиля температуры может быть обусловлено энергией, выделяемой при приближении аккреционного потока частиц к центру, которая растет обратно пропорционально расстоянию r . На расстояниях $r > r_m$, где $f(r) \sim r^{3/2}$, температура имеет нормальное поведение: $T(r) \sim 1/r^{1/3}$ при $r < r_2$.

Полный поток массы на нейтронную звезду равен

$$\dot{M} \approx 4\pi R^2 F_R m_p \approx \frac{20}{3} e^2 c^2 R \rho_R \left(\frac{2\pi m_e}{k^3 T_R^3} \right)^{1/2}, \quad (25)$$

где принято $\Lambda = 10$, а T_R и F_R - температура и интенсивность потока частиц при $r = R$. Обусловленная этим потоком массы светимость небесного тела равна

$$L \approx \frac{GM \dot{M}}{R} \approx 75 \cdot 10^{-3} R_6 B_{12}^2 \left(\frac{2 \cdot 10^7}{T_R} \right)^{3/2} \cdot L_\odot, \quad (26)$$

где $2 \cdot 10^7$ - типичная температура нейтронной звезды в рентгеновских пульсарах [13,9]. Эта светимость очень мала: в случае Солнца она на пять порядков, а для звезд с $M > M_\odot$ на много порядков меньше требуемой светимости.

Таким образом, источник энергии, обусловленный потоками масс, падающими на нейтронную звезду в результате амбиполярной диффузии

частиц через магнитное поле, не может обеспечить необходимые светимости небесных тел. Следовательно, и в случае замагниченных звездных конфигураций основным источником звездной энергии является термоядерный синтез легких элементов. При этом этот источник энергии эффективно действует в замагниченной области звезды, где имеются все условия, необходимые для этого. В центральной же области, где находится нейтронная звезда, этот канал энергии не действует. Тем не менее, аккреция масс может иметь важное значение после исчерпания термоядерных запасов энергии. Она может долгое время обеспечивать существование замагниченных небесных тел с относительно низкими светимостями, определяемыми формулой (26).

6. *Устойчивость замагниченных конфигураций.* Замагниченные звездные конфигурации являются метастабильными образованиями. Выясним, каково среднее время их жизни. Распад этих конфигураций может произойти при заметном уменьшении плотности в замагниченной области или при заметном ослаблении магнитного поля. Оба канала неустойчивости взаимосвязаны и обусловлены процессами диффузии плазмы или магнитного поля соответственно.

В соответствии с представлениями, приведенными в разделе 3, формирование замагниченных небесных тел могло произойти на ранней стадии расширения Вселенной. Следовательно, если они дожили до настоящей эпохи, то время их жизни должно быть порядка $1/H$, где $H \approx 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ - постоянная Хаббла.

За космологическое время $1/H$ утечка массы из замагниченного слоя, обусловленная диффузией плазмы, порядка

$$\frac{\dot{M}}{H} \approx 1.2 \cdot 10^{28} \frac{R_6^2 B_{12}^2}{T_8^{3/2}} \frac{M_\odot}{M_n},$$

где \dot{M} - аккреционный поток массы, приведенный в (25). Заметим также, что на самом деле потеря массы замагниченного слоя должна быть меньше этого ΔM_2 , так как замагниченный слой получает пополнение из расположенной над ним промежуточной области. Прежде всего очевидно, что для всех возможных значений массы M_n и магнитной индукции B_0 нейтронной звезды $\dot{M}/H \ll M_n$. Далее, сравнивая \dot{M}/H с приведенной в (21) массой замагниченного слоя $(f_2-1)M_n$, замечаем, что

$$\dot{M}/H \ll (f_2-1)M_n \approx \left[\left(1 + \frac{8\pi\rho_n}{3M_n} r_2^3 \right)^{1/2} - 1 \right] M_n,$$

если $\phi \gg 4 \cdot 10^{30} M_n/M_\odot \text{ Гс см}^2$. Легко сообразить, что это и есть тот

случай, когда возможно существование замагниченных звездных конфигураций с радиусами $R_s \gg R_\odot$.

Таким образом, обусловленное диффузией частиц уменьшение плотности массы в замагниченном слое не представляет опасности для устойчивости небесного тела.

Теперь обсудим вопрос о времени жизни предполагаемого нами магнитного поля в замагниченных звездных конфигурациях. Диффузия магнитного поля описывается уравнением [10,14]

$$\Delta \bar{B} - \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = 0, \quad (27)$$

где σ - электропроводимость плазмы. Решения этого уравнения имеют вид

$$B \sim e^{-t/\tau_m},$$

где

$$\tau_m = \frac{4\pi\sigma l^2}{c^2}, \quad (28)$$

l - характерный масштаб изменения магнитного поля в пространстве. Для рассматриваемого случая

$$l \approx r_2 \approx 1.79 \cdot 10^8 \left(\frac{\phi_{28}}{B_{12}} \right)^{2/3}, \quad \sigma = \frac{3(kT)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi} m_e \Lambda e^2}$$

и соответственно

$$\tau_m \approx 8.81 \cdot 10^6 \left(\frac{\phi_{28}}{B_{12}} \right)^{4/3} \left(\frac{\bar{T}}{2 \cdot 10^7} \right)^{3/2} \text{ лет.} \quad (29)$$

Требую, чтобы $\tau_m \gg 1/H \approx 2 \cdot 10^{10}$ лет, получаем

$$\phi \gg 3.29 \cdot 10^{18} B_0. \quad (30)$$

Это и есть необходимое условие того, чтобы магнитное поле и замагниченная звездная конфигурация были устойчивыми. Следовательно, при построении моделей замагниченных небесных тел мы должны учитывать это условие.

7. Промежуточная область. По толщине наиболее обширную часть замагниченного небесного тела составляет область, расположенная над замагниченным слоем. Здесь заключена и заметная часть массы конфигурации. По аналогии с Солнцем, для этой части мы используем название „промежуточная область“, так как за ней должны следовать конвективная зона, фотосфера, хромосфера и корона конфигурации.

На поверхности раздела замагниченной и промежуточной областей

температура и суммарное давление магнитного поля и вещества должны изменяться непрерывно, а плотность массы может испытывать скачок. Но, вероятнее всего, между этими областями нет четко выраженной границы. Это означает существование сравнительно тонкого промежуточного слоя, где плотность массы изменяется непрерывно от одного значения до другого. В соответствии с условием непрерывности полного давления имеем

$$B_2^2/8\pi \approx k \rho_2 T_2 / \mu_2 m_p, \quad (31)$$

где B_2 - магнитная индукция на поверхности замагниченной области, определяемая формулой (17) при $r = r_2$, ρ_2 - плотность массы у основания промежуточной области, μ_2 - средний молекулярный вес вещества в единицах массы протона:

$$1/\mu = 2X + 0.75Y + 0.5Z,$$

а X , Y , Z - доли массы, приходящиеся соответственно на водород, гелий и остальные более тяжелые элементы. В приведенных ниже оценках химический состав вещества не играет существенной роли, поэтому ради простоты будем считать $\mu \approx 0.5$.

Учитывая (10), (11), (12) и (17), из (31) получаем

$$T_2 \approx 4.5 \cdot 10^9 R_6^{1/3} f_2 \frac{M_n}{M_\odot} \left(\frac{B_{12}}{\Phi_{28}} \right)^{2/3}. \quad (32)$$

Здесь

$$f_2 \approx \left(1 + \frac{8\pi\rho_2}{3M_n} r_2^3 \right)^{1/2},$$

где учтено, что $R \ll r_2$.

Теперь рассмотрим уравнение гидродинамического равновесия для промежуточной области:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gu\rho}{r^2}, \quad r > r_2.$$

Произведя замены

$$r \approx (R_s - r_2)/2 \approx R_s/2, \quad P' = -P_2/(R_s - r_2) \approx -P_2/R_s, \\ u \approx M_s/2, \quad \rho \approx \rho_2/2,$$

получаем следующую неплохую оценку для полной массы:

$$M_s \approx \frac{R_s P_2}{G \rho_2}$$

(предполагается $r_2 < R_s$ и $u_2 < M_s$). Подставив в это выражение

$P_2 = 2k\rho_1 T_2/m_p$, получаем

$$R_6^{1/3} f_2 \frac{M_n}{M_\odot} \left(\frac{B_{12}}{\Phi_{28}} \right)^{2/3} = 2.57 \cdot 10^{-3} \frac{M_s}{M_\odot} \cdot \frac{R_\odot}{R_s}. \quad (33)$$

8. *Скрытые параметры замагниченных конфигураций.* Внутреннее строение, масса, радиус и светимость замагниченного небесного тела определяются массой M_n , радиусом R , магнитной индукцией B_0 находящейся в его центре нейтронной звезды и полным потоком магнитной индукции Φ замагниченного слоя. Радиусы нейтронных звезд мало отличаются друг от друга, поэтому фактически исходными параметрами, определяющими характер звездной конфигурации, являются M_n , B_0 и Φ . Задавая эти параметры, уравнение состояния вещества, источники энергии, коэффициент непрозрачности и произведя численное интегрирование системы уравнений гидродинамического равновесия, накопленной массы, накопленного потока энергии и переноса энергии, получаем распределение масс, профиль температуры, радиус и светимость небесного тела. Однако здесь нас интересует принципиальная сторона обсуждаемой проблемы, и поэтому мы ограничимся оценками.

Наша основная задача показать, что заметная часть звезд может быть интерпретирована как замагниченные конфигурации. При этом следует иметь в виду, что параметры M_n , B_0 , Φ по сути дела ненаблюдаемые величины: скрытые параметры небесного тела. Ниже мы попытаемся определить значения скрытых параметров для некоторый типичных объектов, массы и радиусы которых известны. Для этого, вообще говоря, необходимы три уравнения, содержащие параметры M_n , B_0 , Φ . Но пока в нашем распоряжении имеется только одно приближенное уравнение (33).

Информацию о скрытых параметрах можно получить из условия замагниченности плазмы, которое позволяет составить правильное представление о радиусе замагниченной области. Под влиянием гравитационного притяжения к центру электроны и тяжелые частицы не могут по отдельности диффундировать к центру. Этому препятствует условие локальной электронейтральности плазмы. Поэтому работает только механизм амбиполярной диффузии частиц. Из сказанного следует, что радиус замагниченной области небесного тела r_2 определяется условием замагниченности для электронов:

$$\omega_e \tau_e \gg 1. \quad (34)$$

Здесь $\omega_e = eB/m_e c$ - ларморовская частота электронов, τ_e - среднее время между двумя кулоновскими столкновениями электронов [12]:

$$\tau_e = \frac{3\sqrt{me}(kT)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi}\Lambda e^4 n}$$

(предполагается, что в основном мы имеем дело с водородной плазмой), Λ - кулоновский логарифм, а $n = \rho/m_p$, - плотность частиц. Учитывая (10) и (17), находим

$$\omega_e \tau_e = \frac{3m_p B_0 f(r)}{4\Lambda c e^3 \rho_R} \left(\frac{Rk^3 T^3}{2\pi m_e r} \right)^{1/2} \quad (35)$$

Рассмотрим равенство (35) для поверхности замагниченной области, определив ее условием $\omega_e \tau_e \approx 10$. Принимая $\Lambda \approx 10$ и учитывая (12), (20) и (32), получаем

$$\left(f_2 \frac{M_n}{M_\odot} \right)^5 \left(\frac{B_{12}}{\Phi_{28}^4} \right)^{2/3} = 2.7 \cdot 10^{-8}, \quad (36)$$

где опущен несущественный множитель $R_G^{1/3} \approx 1$. Напомним, что $u_2 = f_2 M_n$ есть масса замагниченной области, включающая в себя и массу нейтронной звезды. Таким образом, в нашем распоряжении уравнения (33) и (36) для определения трех скрытых параметров небесного тела. В общем случае недостающую информацию можно получить, произведя детальный анализ параметров замагниченной сферы для каждого рассматриваемого объекта. Однако мы увидим, что недостающее уравнение можно вывести для широкого класса звезд. В последующем мы будем опускать множители, содержащие R_G .

Начнем с рассмотрения звезд главной последовательности, времена жизни которых не сильно отличаются от космологического масштаба времени. Предположим, что они являются замагниченными объектами. В таких звездах источником внутренней энергии является термоядерный синтез легких элементов. Рассмотрим требование, вытекающее из этого обстоятельства. Предположим, что в период формирования этих звезд вещество в основном состояло из водорода. В атомных ядрах энергия связи нуклонов приблизительно равна 8 МэВ на одну частицу. Поэтому при оценках ядерных запасов энергии небесных тел нужно исходить из того факта, что в процессах синтеза легких атомных ядер в тяжелые в среднем выделяется 8 МэВ в расчете на один нуклон. Следует также иметь в виду, что в замагниченном небесном теле термоядерные источники энергии существуют вне нейтронной звезды, а именно, в основном в замагниченном слое. Следовательно масса замагниченного слоя $(f_2 - 1) M_n$ должна быть достаточной для того, чтобы соответствующий запас ядерной энергии обеспечил наблюдаемую светимость в течение времени порядка $1/H$:

$$\tau \approx \frac{(f_2 - 1) M_n b}{m_p L_s} \approx \frac{1}{H}, \quad (37)$$

где $b \approx 8MЭВ$, L_s - балометрическая светимость звезды, а τ - время ее жизни.

Учитывая формулы (12), (20) и следующее выражение для f_2 :

$$f_2 \approx \left(1 + \frac{8\pi\rho_R}{3M_n} r_2^3 \right)^{1/2} = \left[1 + 7.2 \cdot 10^{-6} \left(\frac{M_\odot}{M_n} \right)^2 \phi_{28}^2 \right]^{1/2}, \quad (38)$$

из (37) находим

$$\frac{M_n}{M_\odot} = 2.271 \cdot 10^{-5} \phi_{28}^2 \frac{L_\odot}{L_s} - 0.0792 \frac{L_s}{L_\odot}. \quad (39)$$

Итак, для звезд главной последовательности в нашем распоряжении имеется полная система уравнений (33), (36) и (39), определяющая параметры M_n , B_0 , Φ . Не исключено, что для некоторых объектов эта система даст решения не имеющие физического смысла. Приемлемыми следует считать только те из них, которые удовлетворяют условиям [8,9,15])

$$0.031 \leq M_n/M_\odot \leq 2.14; 10^{10} \leq B_0 \leq 10^{13} \text{ Гс}. \quad (40)$$

Если найденные значения M_n и B_0 не удовлетворяют этим требованиям, это означает, что рассматриваемый объект не может содержать внутри себя нейтронную звезду.

Для упрощения расчетов введем параметр $s = R_s/r_2$, где $s \geq 1$. Тогда из (20) следует

$$\left(\frac{\phi_{28}}{B_{12}} \right)^{2/3} = \frac{390}{s} \frac{R_s}{R_\odot}. \quad (41)$$

Используя это соотношение, из формул (33), (36) и (39) получаем

$$r_2 = \frac{R_s}{s}, \quad \frac{f_2 M_n}{M_\odot} = \frac{M_s}{M_\odot} \frac{1}{s}, \quad \phi_{28} = \frac{309}{s^2} \left(\frac{R_\odot}{R_s} \right)^{1/2} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^{5/2},$$

$$B_{12} = \frac{0.0402}{\sqrt{s}} \left(\frac{R_\odot}{R_s} \right)^2 \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^{5/2} \quad (42)$$

и

$$\frac{M_n}{M_\odot} = \frac{2.171}{s^4} \frac{R_\odot}{R_s} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^5 \frac{L_\odot}{L_s} - 0.0792 \frac{L_s}{L_\odot}. \quad (43)$$

Система уравнений (42) относится ко всем типам звезд, а уравнение

(43) - только к звездам главной последовательности (класс светимости V). Именно поэтому уравнение (43) выделено от остальных.

Учитывая приведенное в (38) выражение для f_2 , из второго уравнения системы (42) получаем

$$\frac{M_n}{M_\odot} = \left[\left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^2 \frac{1}{s^2} - \frac{0.688 R_\odot}{s^4 R_s} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^5 \right]^{1/2}. \quad (44)$$

Исключая из (43) и (44) массу нейтронной звезды, получаем следующее уравнение:

$$\left[s^2 - 0.688 \frac{R_\odot}{R_s} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^3 \right]^{1/2} = \frac{2.171 R_\odot L_\odot}{s^2 R_s L_s} \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^4 - 0.0792 \frac{M_\odot L_s}{M_s L_\odot} s^2 \quad (45)$$

для определения параметра s .

Задавая массу, радиус и светимость звезды, из этого уравнения можно определить s . Подставляя найденное значение s в систему уравнений (42) и (43), можно вычислить все скрытые параметры звезды. При этом можно считать, что в центре небесного тела возможно существование нейтронной звезды, если полученные значения M_n и B_0 удовлетворяют условиям (40). В табл.1 приведены известные и рассчитанные параметры звезд главной последовательности. Эти данные, по-видимому, указывают на то, что не исключена возможность существования нейтронной звезды в центре звезд типа Солнца.

Перейдем к обсуждению вопроса о существовании нейтронной звезды в небесных телах других классов светимости. Решение опять будем искать в виде (42). Однако теперь зависимость массы нейтронной звезды от параметра s определяется формулой (44). Эти объекты считаются молодыми, поэтому для них вторая зависимость (43) не имеет места. Таким образом, имеется некоторая неопределенность в вопросе о значениях скрытых параметров. Однако можно дать определенный ответ на основной вопрос о возможности наличия в них нейтронной звезды и произвести неплохие оценки значений скрытых параметров.

Физический смысл имеют только решения с $s \geq 1$ (условие $r_2 \leq R_2$) и удовлетворяющие ограничениям (40). Эти ограничения сильно сужают круг возможных решений. Так, учитывая что $s \geq 1$ и $B_{12} \geq 0.01$, из приведенного в (42) соотношения для B_{12} получаем

$$1 \leq s \leq 16 \left(\frac{M_s}{M_\odot} \right)^5 \left(\frac{R_\odot}{R_s} \right)^4.$$

Отсюда следует, что небесное тело может содержать внутри себя нейтронную звезду, если его масса и радиус удовлетворяют условию

Таблица 1

ПРЕДПОЛАГАЕМЫЕ СКРЫТЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЗАМАГНИЧЕННЫХ ЗВЕЗД ОСНОВНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ
КЛАССОВ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

| Sp | M_1/M_\odot | R_1/R_\odot | L_1/L_\odot | M_2/M_\odot | $10^{-12}B$ (Гс) | $10^{-28}\Phi$ (Гс·см ²) | r_2/R_1 | u_2/M_1 | ρ_1 (г/см ³) | ρ_2 (г/см ³) | $10^{-7}T_2$ | $10^{-8}B_2$ |
|-------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------------|---|-----------|-----------|----------------------------------|----------------------------------|--------------|--------------|
| F0 | 1.8 | 1.5 | 6.5 | 0.0689 | 0.0607 | 409 | 0.61 | 0.61 | 16 | 1 | 1.39 | 2.4 |
| F5 | 1.5 | 1.4 | 3.2 | 0.503 | 0.0464 | 326 | 0.673 | 0.673 | 1.28 | 0.638 | 1.24 | 1.81 |
| G0 | 1.05 | 1.1 | 1.5 | 0.617 | 0.0338 | 220 | 0.813 | 0.813 | 0.557 | 0.402 | 1.1 | 1.36 |
| G2 (Солнце) | 1 | 1 | 1 | 0.585 | 0.0347 | 171 | 0.744 | 0.744 | 0.615 | 0.484 | 1.15 | 1.52 |
| G5 | 0.92 | 0.92 | 0.8 | 0.568 | 0.0335 | 149 | 0.755 | 0.755 | 0.592 | 0.484 | 1.15 | 1.52 |
| K0 | 0.78 | 0.85 | 0.4 | 0.511 | 0.0257 | 97.8 | 0.737 | 0.737 | 0.386 | 0.343 | 1.06 | 1.23 |
| K5 | 0.69 | 0.72 | 0.15 | 0.388 | 0.0237 | 51.4 | 0.597 | 0.597 | 0.433 | 0.408 | 1.11 | 1.37 |
| M0 | 0.51 | 0.6 | 0.08 | 0.336 | 0.0172 | 34.7 | 0.685 | 0.685 | 0.262 | 0.253 | 0.982 | 1.01 |
| M5 | 0.2 | 0.27 | 0.01 | 0.182 | 0.00945 | 8.97 | 0.918 | 0.918 | 0.147 | 0.146 | 0.856 | 0.719 |
| M8 | 0.1 | 0.11 | 0.001 | 0.0795 | 0.00938 | 1.87 | 0.797 | 0.797 | 0.331 | 0.331 | 1.05 | 1.2 |

Примечание к таблице. Исходные данные о звездах взяты из [16].

$$\frac{R_{\odot}}{R_s} \left(\frac{M_s}{M_{\odot}} \right)^{5/4} > 0.5. \quad (46)$$

Это условие необходимое, но, конечно, недостаточное.

Условие (46) выполняется только для звезд спектральных классов O, B, A, а для сверхгигантов и гигантов более поздних спектральных классов оно не выполняется. Поэтому мы рассмотрим только объекты первого типа. Выражая массы M_s , M_n и радиус R_s в солнечных единицах, перепишем уравнение (44) в виде

$$M_n = \frac{M_s}{s^2} \left(s^2 - 0.688 \frac{M_s^3}{R_s} \right)^{1/2}. \quad (47)$$

В точке

$$s_0 = \sqrt{0.688 M_s^3 / R_s}$$

$M_n(s_0) = 0$. При $s > s_0$ функция $M_n(s)$ монотонно растет до точки

$$s_m = \sqrt{2} s_0,$$

где она достигает своего наибольшего значения, затем с возрастанием s она стремится к нулю при $s \rightarrow \infty$. Максимальное значение массы M_n равно

$$M_n(s_m) = \frac{M_s}{2s_0} \approx 0.6 \sqrt{\frac{R_s}{M_s}}. \quad (48)$$

Таким образом, для массы нейтронной звезды существуют две ветви решений, удовлетворяющих условию (40): левая ветвь с $s_1 \leq s < s_m$, и правая ветвь с $s_m < s \leq s_2$, где s_1 и s_2 - корни уравнения $M_n(s) = 0.031$ (для исследуемых объектов условие $M_n(s) < 2.14$ соблюдается).

Теперь следует выбрать конкретное значение массы из интервала $0.31 < M_n < M_n(s_m)$ и по формуле (47) определить соответствующее значение s , после чего можно приступить к вычислению остальных скрытых параметров. Но для выбранного M_n существуют два значения параметра s , между которыми также следует сделать выбор. Однако эта неопределенность не столь существенна, так как вычисленные по формулам (42) для этих двух s значения скрытых параметров не сильно отличаются друг от друга. Например, при одной и той же массе M_n значения B_0 лишь вдвое отличаются друг от друга, что не выходит за пределы точности наших оценок (напомним, что в данной работе нас интересует лишь принципиальная возможность существования нейтронных звезд внутри рассматриваемых небесных тел). Из указанного интервала значений масс нейтронной звезды здесь мы выбрали половину максимального значения

$M_n = 0.5 M_n(s_m)$, а для соответствующего параметра s - его значение слева от максимума кривой $M_n(s)$.

В табл.2 приведены вычисленные описанным способом наиболее важные параметры гипотетических замагниченных звезд для типичных сверхгигантов, гигантов и типичного белого карлика спектрального класса А0. В случае белого карлика мы сочли нужным привести оба решения.

Нас не должны смущать относительно большие значения магнитной индукции на поверхности замагниченной области небесного тела (см. последние столбцы табл.1 и табл.2). Следует иметь в виду, что эти магнитные поля имеют дискретную структуру (локализованы в магнитных ячейках) и спрятаны под толстым слоем вещества промежуточной области. Поэтому на поверхности небесного тела магнитные поля могут быть значительно более слабыми. Однако серьезное сомнение вызывает найденное для белого карлика значение $B_0 \approx 10^{13}$ Гс магнитной индукции нейтронной звезды при ее массе $M_n = 0.0537 M_\odot$. Оно не согласуется с нашим представлением о том, что между величинами B_0 и M_n должна существовать прямая корреляция (при маленькой массе M_n магнитная индукция нейтронной звезды не может быть столь большой [9,15]).

9. *Солнце как замагниченная звезда.* Мы не считаем, что все звезды образовались по единому сценарию и на ранней стадии расширения Вселенной. Факт существования старых и молодых звезд и звездных систем свидетельствует о том, что процесс звездообразования имел место во все времена от самой ранней стадии эволюции Вселенной до современной эпохи. При этом разумно считать, что определенный отпечаток на природу звезды должна оставлять эпоха ее формирования или, точнее, исходное состояние дозвездного вещества. Нам кажется, что благоприятные условия для образования звезд могли существовать на ранней стадии расширения Вселенной. В сплошной космической среде этого периода сначала могли образоваться нейтронные звезды [1,2], которые затем служили естественными центрами конденсации космического вещества и последующего образования обычных звезд. В последующие, более поздние времена звезды рождались из разреженных космических облаков путем сжатия под действием собственной гравитации. В эту эпоху процессы звездообразования, разумеется, шли весьма медленно, и поэтому образование замагниченных звездных конфигураций маловероятно. Таким образом, мы не считаем, что все звезды являются замагниченными конфигурациями. Скорее всего замагниченными конфигурациями являются лишь старые звезды со временем жизни порядка космологического времени.

Нейтронная звезда и необычно сильное магнитное поле спрятаны в недрах замагниченного небесного тела, под толстым наружным слоем.

ПРЕДПОЛАГАЕМЫЕ СКРЫТЫЕ ПАРАМЕТРЫ ТИПИЧНЫХ ЗВЕЗД СВЕРХГИГАНТОВ,
ГИГАНТОВ И БЕЛЫХ КАРЛИКОВ

| Тип звезды | M_1/M_\odot | R_1/R_\odot | L_1/L_\odot | s | M_2/M_\odot | $10^{-12} B$ (Гц) | $10^{-28} \Phi$ (Гц·см ²) | r_2/R_1 | u_2/M_1 | ρ_1 (г/см ³) | ρ_2 (г/см ³) | $10^{-7} T_2$ | $10^{-8} B_2$ (Гаусс) |
|--------------|---------------|---------------|-------------------|-------|---------------|----------------------|--|-----------|-----------|----------------------------------|----------------------------------|---------------|--------------------------|
| Сверхгигант | | | | | | | | | | | | | |
| О5 | 60 | 14 | $7.9 \cdot 10^5$ | 106.6 | 0.146 | 0.554 | 203 | 0.00938 | 0.00938 | 631 | 163 | 4.95 | 57.9 |
| Гигант В0 | 16 | 7.4 | $5.2 \cdot 10^4$ | 20.2 | 0.205 | 0.167 | 285 | 0.0495 | 0.0495 | 40.9 | 10.6 | 2.5 | 10.5 |
| Гигант В5 | 7 | 3.9 | 830 | 8.052 | 0.225 | 0.121 | 313 | 0.124 | 0.124 | 19.4 | 5.03 | 2.07 | 6.58 |
| Гигант А0 | 3 | 2.4 | 54 | 2.88 | 0.27 | 0.0641 | 375 | 0.347 | 0.347 | 4.57 | 1.18 | 1.44 | 2.66 |
| Гигант А5 | 2 | 1.7 | 14 | 1.863 | 0.278 | 0.0576 | 387 | 0.537 | 0.537 | 3.58 | 0.928 | 1.36 | 2.29 |
| Белый карлик | | | | | | | | | | | | | |
| А0 | 0.63 | 0.02 | $5 \cdot 10^{-4}$ | 3.036 | 0.0537 | 18.2 | 74.7 | 0.329 | 0.329 | $1.84 \cdot 10^6$ | $4.77 \cdot 10^5$ | 36.4 | 8480 |
| | | | | 11.33 | 0.0537 | 9.4 | 5.36 | 0.0883 | 0.0883 | $4.94 \cdot 10^5$ | $4.77 \cdot 10^5$ | 36.4 | 8480 |

Примечание к таблице. Исходные данные о звездах взяты из [16] и [17].

Несмотря на эту особенность, столь радикальное отличие внутреннего строения замагниченной звезды от внутреннего строения соответствующей обычной звезды не может оставаться без наблюдаемых проявлений. В этом аспекте уникальную возможность представляет Солнце. Мы имеем в виду проблему дефицита наблюдаемого потока солнечных нейтрино и явление магнитной активности Солнца. При этом не следует забывать, что особенности магнитного поля Солнца не являются исключением. Известны многочисленные звезды, на поверхности которых напряженность магнитного поля достигает десятка тысяч Эрстед. Они принадлежат главной последовательности и по числу составляют 10-15% от всех звезд этого семейства.

Итак, попытаемся найти аргументы в пользу того, что Солнце является замагниченной звездой. Средняя напряженность магнитного поля на поверхности Солнца порядка 1 Э. Однако существует явление вспышечной активности, состоящее в том, что на поверхности Солнца (фотосфера) периодически появляются и через некоторое время исчезают активные области - солнечные пятна, в которых магнитное поле очень сильное по сравнению с окружающим фоном. Диаметр пятен изменяется в пределах порядка от 10^3 до 10^5 км, средняя напряженность магнитного поля в тени пятен - от 1000 до 5000 Э, а магнитный поток Φ - от 10^{17} до 10^{22} Мкс.

Принимая средний радиус пятна $r \approx 1000$ км, среднюю напряженность магнитного поля $H \approx 3000$ Э, для магнитного потока одного пятна получаем $\Phi \approx 10^{20}$ Мкс. В рамках представлений о возможном существовании замагниченной области внутри некоторых звезд естественно отождествить солнечные пятна с магнитными ячейками, выброшенными с поверхности замагниченного слоя. Предположим, что при выходе магнитной ячейки на поверхность звезды магнитный поток приблизительно сохраняется. Тогда имеем

$$20abB_2 \approx \Phi,$$

где $B_2 \approx 1.52 \cdot 10^8$ Гс - магнитная индукция на поверхности замагниченного слоя Солнца (см. табл.1), a - толщина сгустка магнитных силовых линий в одной из половинок, $2a$ - толщина ячейки (размер по направлению радиуса звезды), b - размер ячейки вдоль направления перпендикулярного к радиусу. Считая $b \approx 10a$, получаем

$$2a^2B_2 \approx \Phi.$$

Отсюда, принимая $\Phi \approx 10^{20}$, получаем $a \approx 1.81$ км, $b \approx 18.1$ км. Разумеется, размеры магнитных ячеек зависят от их предистории образования и могут заметно отличаться друг от друга. Приведенная оценка дает лишь приближенное представление о средних размерах магнитных ячеек.

Число магнитных ячеек порядка

$$N \approx \frac{\Phi}{\phi} \approx 1.71 \cdot 10^{10},$$

где $\Phi \approx 1.71 \cdot 10^{30}$ Мкс - магнитный поток для Солнца (см. табл. 1). Среднее число солнечных пятен в году порядка 50, а среднее число по полному периоду солнечной активности - порядка 25, следовательно время активного периода жизни Солнца должно быть порядка $\tau \approx N/\dot{N} \approx 10^9$ лет.

Мы осознаем, что в нашем упрощенном рассмотрении остаются без ответа важные и сложные вопросы явления солнечной активности, связанные с выносом из глубоких слоев Солнца в его фотосферу мощных магнитных полей (периодическое изменение числа пятен в разных полушариях Солнца, вопрос о полярности ведущих пятен в разных полушариях Солнца и т. д.).

10. *Заключение.* Предложена новая модель внутреннего строения обычных звезд на основе представления о том, что часть нейтронных звезд могла образоваться на ранней стадии расширения Вселенной, непосредственно из сплошного космического вещества. Если эта гипотеза о происхождении нейтронных звезд верна, то они, находясь в условиях плотной космической среды, должны были стать эффективными центрами аккреции окружающей плазмы. При этом падающие интенсивные потоки плазмы, унося с собой неизбежно рождающиеся в процессе аккреции магнитные поля, должны были их плотно упаковывать вокруг нейтронной звезды. В результате за короткое время (относительно космологического времени) вокруг нейтронной звезды должен был образоваться сильно замагниченный протяженный слой плазмы. В этом слое плазма заморожена в магнитное поле и поэтому удерживается им (с точностью до слабого тока амбиполярной диффузии частиц), а гравитационное притяжение масс к центру компенсируется градиентом магнитного давления.

Радиус внешней поверхности замагниченного слоя определяется условием замагниченности $\omega_e \tau_e \approx 10$ для электронов, где ω_e - лармовская частота электрона, а τ_e - среднее время между его двумя соседними столкновениями.

Замагниченная сфера небесного тела окружена толстым слоем обычной (незамагниченной) плазмы, составляющей его промежуточный слой, конвективную зону, фотосферу и хромосферу. Для звезд главной последовательности (класс светимости V) радиус (масса) замагниченной сферы составляет от 60 до 90% их полного радиуса (массы), а для сверхгигантов и гигантов, в зависимости от их спектрального класса, от

1 до 50%. Таким образом, как нейтронная звезда, так и окружающая ее область аномально сильного магнитного поля спрятаны под довольно толстым слоем вещества и непосредственно недоступны наблюдениям.

Кроме очевидного структурного отличия замагниченных звезд от соответствующих не замагниченных, имеется также существенное отличие в распределении масс внутри этих конфигураций. В пределах замагниченного слоя, вдоль радиуса плотность массы мало изменяется: так, в случае конфигурации с параметрами как у Солнца, $\rho_R \approx 0.62 \text{ г/см}^3$, $\rho_2 \approx 0.48 \text{ г/см}^3$.

Не все звезды могут содержать в себе нейтронную звезду и быть замагниченными. Таковыми могут быть лишь те, для которых выполняется условие

$$M_i^{3/4} / R_i > 0.5$$

(M_i и R_i - масса и радиус конфигурации в солнечных единицах). Оно необходимо но недостаточно. Все зависит от условий, при которых происходит формирование звезды. Замагниченные звезды могут образоваться только при наличии нейтронной звезды, окруженной относительно плотной средой. Приведенный критерий следует из требований, чтобы магнитное поле нейтронной звезды не было слабым: $B_0 \geq 10^{10} \text{ Гс}$, и чтобы радиус замагниченной сферы был меньше радиуса звезды.

В табл. 1 и 2 приведены оценочные значения скрытых параметров M_R , B_0 , Φ , r_2 , u_2 , ρ_R , ρ_2 , T_2 и B_2 для ряда типичных классов звезд (при заданном радиусе R_i , массе M_i и светимости L_i). Примечательно, что в замагниченных звездных конфигурациях условия в наружном слое над замагниченной сферой (расстояния, накопленная масса, плотность массы и температура) примерно те же, что и по существующей теории внутреннего строения звезд [18].

Ереванский государственный университет,
Институт прикладных проблем физики, Армения

ON THE INTERNAL STRUCTURE OF STARS

G.S.SAHAKYAN, L.SH.GRIGORYAN

A new model of internal structure of celestial bodies of some types is proposed. It is based upon the assumption that some part of neutron stars may be formed directly from continuous cosmic matter at earlier stages of Universe expansion before other types of stars have been formed. Under such conditions a formed neutron star will become an effective center of cosmic plasma accretion. The plasma fluxes that are incident on the neutron star carry along the magnetic fields generated in the process (owing to the thermoelectric currents and dynamo effect) and strongly pack these around the star. With the lapse of time an extended layer of strongly magnetized plasma is formed around the neutron star and as a result one has a stellar configuration with outer layer, the mass, radius and luminosity of which are similar to those of an ordinary star. The gravitational attraction in the magnetized part of the configuration is compensated by the gradient of magnetic pressure and plasma is confined by the same magnetic field. The possibility of the existence of such stars is corroborated by numerical estimates. Since in them the radius and mass of a magnetized sphere are much less than those of the comprising configuration as a whole, the latter will not differ from an ordinary star during the observations, - the outer layers (the intermediate layer, the photosphere and chromosphere) of the magnetized configurations are similar to those of ordinary stars. The structural differences in internal layers may, however, manifest themselves e.g., in the observations of magnetic activity and neutrino luminosity.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.С.Саакян, Астрофизика, 40, 117,1997.
2. Г.С.Саакян, Астрофизика, 40, 253,1997.
3. Г.С.Саакян, Астрофизика, 40, 483,1997.
4. Л.Ш.Григорян, Г.С.Саакян, Астрофизика 41, 41 1998.
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Теория поля, Наука, М., 1973.
6. В.А.Амбарцумян, Научные труды, т.2, Изд. АН Арм.ССР, Ереван, 1960.
7. А.Г.Дорошкевич, Ю.Н.Ефремов и др., Происхождение и эволюция галактик и звезд, под ред. С.Б.Пикельнера, Наука, М., 1976.
8. L.Sh.Grigorian, G.S.Sahakian, Astrophys. Space Sci., 95, 305,1983.
9. Г.С.Саакян, Физика нейтронных звезд, ОИЯИ Дубна, 1995.

10. *Л.А.Арцимович, Р.З.Сагдеев*, Физика плазмы для физиков, Атомиздат, М., 1979.
11. *К.Лонгмайер*, Физика плазмы, пер. с англ., Атомиздат, М., 1966.
12. *С.И.Брагинский*, Явления переноса в плазме, в сб.: „Вопросы теории плазмы“, в. I, под ред. М.А.Леонтовича, Атомиздат, М., 1963.
13. *Г.С.Саакян, Г.П.Алуджани, А.В.Саркисян*, Астрофизика, 34, 21, 1991.
14. *N.A.Krall, A.W.Trivelpiece*, Principles of Plasma Physics, Sydney, Toronto, 1973.
15. *Г.С.Саакян*, Астрофизика, 39, 489, 1996.
16. Физика космоса, глав. ред. Р.А. Сюняев, М., 1986.
17. *К.У.Аллен*, Астрофизические величины, ИЛ, М., 1960.
18. *M.Schwarzschild*, Structure and Evolution of the Stars, Princeton, New Jersey, 1958.