

ИСТОЧНИК ЭНЕРГИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 8 июня 2012

Рассмотрена вихревая структура сверхтекучего ядра нейтронной звезды с учетом остаточного (RP) и генерированных (полоидального (GP) и тороидального (TP)) магнитных полей. Движение вихревой структуры к границе ядра и коры при замедлении звезды приводит к образованию двух локальных "магнитных шапок", где магнитное поле со временем увеличивается и достигает значения второго критического поля. Показано, что интенсивность энерговыделения в магнитной шапке из-за "схлопывания" магнитного поля порядка интенсивности радиоизлучения пульсаров.

Ключевые слова: *пульсары; радиоизлучение*

1. *Введение.* Общепринятой моделью пульсара является вращающаяся нейтронная звезда с массой $M \approx M_{\odot}$ и радиусом $R \approx 10$ км, обладающая дипольным магнитным полем, момент которого порядка $\mathcal{M} \approx 10^{30}$ Гс см³ и ось которого наклонена к оси вращения звезды. Так как в течение жизни пульсара во внутреннем строении нейтронной звезды существенных изменений не происходит, то, естественно считать, что источником энергии электромагнитного излучения пульсара является энергия вращения звезды. Поэтому наблюдаемое торможение вращательного движения пульсара $\dot{\Omega}/\Omega \sim 10^{-18} - 10^{-13}$ с⁻¹, где Ω и $\dot{\Omega}$ - угловая скорость и ее временная производная, может быть следствием электромагнитного излучения пульсара. Оценим полную энергию вращения звезды. Если учесть, что момент инерции типичного пульсара $I \approx 2 \cdot 10^{45}$ гсм², а угловая скорость порядка $\Omega \approx 3 \cdot 10^2$ с⁻¹, то энергия вращения звезды порядка $E_{вр} \approx 10^{50}$ эрг. Если считать, что $\dot{\Omega}/\Omega \sim 10^{-15}$ с⁻¹, то средняя интенсивность энерговыделения вращательной энергии будет порядка $\dot{E}_{вр} \approx 3 \cdot 10^{36}$ эрг/с. Такое энерговыделение может обеспечить магнетодипольное излучение вращающегося магнитного диполя величиной $\mathcal{M} \approx 10^{31}$ Гс см³ или электромагнитного излучения в виде рентгеновских волн и γ -излучения. Принято считать, что у радиопулсаров эти потери обеспечиваются магнетодипольным излучением, однако у рентгеновских и γ -излучающих пульсаров часть энергии уходит в виде рентгеновских волн и γ -излучения.

Как видно из рассмотренного, запасы вращательной энергии и интенсивность уменьшения этой энергии на много порядков больше энергии, необходимой для обеспечения наблюдаемой интенсивности

радиоизлучения пульсаров, которая лежит в интервале значений порядка $I_{\text{рад}} \approx 10^{26} + 10^{31}$ эрг/с. Следовательно, радиоизлучение пульсаров не может быть причиной замедления пульсара, а наоборот, изменение магнитного поля и энерговыделение, связанное с этим изменением в течение жизни пульсара может стать источником радиоизлучения пульсара. Действительно, полная магнитная энергия в нейтронной звезде с магнитной индукцией порядка $B \approx 10^{13}$ Гс равна $E_{\text{маг}} \approx 10^{44}$ Гс. Эта энергия достаточна для наблюдаемой интенсивности радиоизлучения пульсара в течение всей ее жизни порядка $\tau \approx 5 \cdot 10^6$ лет. Таким образом, энергия магнитного поля может обеспечить интенсивность радиоизлучения пульсаров, если магнитное поле внутри нейтронной звезды порядка 10^{13} Гс или магнитный момент звезды порядка 10^{31} Гс см³. Для наблюдения радиоимпульсов необходимо также непараллельное расположение оси магнитного диполя к оси вращения звезды. Такое сильное магнитное поле в нейтронной звезде может образоваться при коллапсе остатков взрыва сверхновой в нейтронную звезду или при переходе ядерной компоненты нейтронной звезды (нейтронов и протонов) в сверхтекучее и сверхпроводящее состояние [1-3]. Магнитное поле, образующееся при коллапсе звезды, не связано с вращением, однако, как отмечено выше, должно иметь компоненту, перпендикулярную к оси вращения звезды [1]. Другое магнитное поле дипольное и генерируется при переходе нейтронов и протонов в сверхтекучее состояние [4]. Магнитный момент этого поля параллелен оси вращения звезды и индукция этого полоидального поля порядка 10^{13} Гс. В звезде может генерироваться также тороидальное поле, которое того же порядка, что и полоидальное поле [5].

Для построения теории радиоизлучения пульсаров необходимо обозначить локальные области энерговыделения магнитной энергии и способы ее превращения в энергию радиоизлучения. Как показано в работе [1], эти области должны находиться у экваториальной плоскости вращающейся звезды в направлении, перпендикулярном магнитному полю, образующемуся при коллапсе звезды. В этой работе примем, что это остаточное поле перпендикулярно к полоидальному полю, генерируемое вращением звезды [4].

Как покажем ниже, наличие безвихревой зоны на границе ядра нейтронной звезды приводит к образованию "магнитного пятна", радиус которого на полтора порядка меньше радиуса ядра нейтронной звезды (рис.1). В этом пятне и происходит энерговыделение, которое возбуждает магнитозвуковые волны в цилиндрической области коры, сидящей на этой шапке. Эти волны переносят выделенную энергию на поверхность звезды, образуя там локальный источник радиоизлучения пульсара. В разделе 2 описана структура магнитных вихревых нитей и рассмотрено их движение при уменьшении угловой скорости вращения нейтронной звезды. В разделе

3 показывается, что движение вихревых структур приводит к образованию "магнитных шапок" и к нарастанию магнитного поля в этих шапках. В разделе 4 оценивается величина энерговыделения из-за "схлопывания" магнитного поля в безвихревой зоне "магнитных шапок" звезды. Оценки показывают, что эта энергия порядка энергии радиоизлучения пульсара.

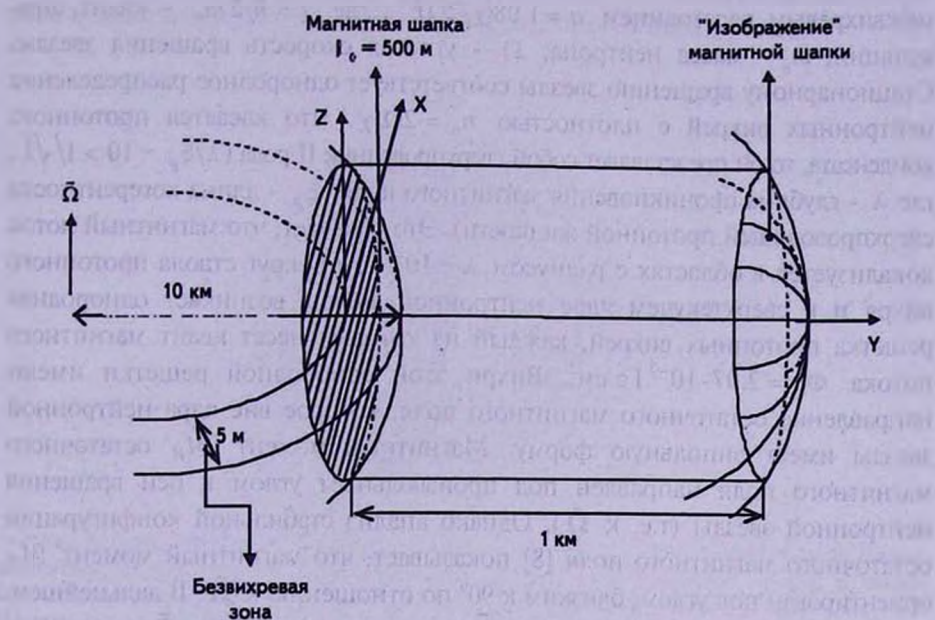


Рис.1. Схематическое изображение "магнитной шапки" на поверхности сверхтекучего ядра нейтронной звезды. Штриховые линии обозначают систему RP -вихрей. Обозначена также локальная область коры нейтронной звезды, где образуется стоячая магнитозвуковая волна.

2. *Структура магнитного поля в ядре звезды.* При адиабатическом коллапсе сверхновой с типичным "вмороженным" магнитным полем порядка 10^3 - 10^3 Гс поток магнитного поля сохраняется, и в результате рождения во взрыве сверхновой нейтронная звезда приобретает магнитное поле порядка 10^{12} - 10^{13} Гс [6]. По мере охлаждения звезды при критических температурах, соответственно, $T_{\text{сн}} \sim 10^{10}$ К и $T_{\text{ср}} \sim 5 \cdot 10^9$ К, происходит переход нейтронной и протонной жидкостей в сверхтекучее состояние. Как показано в [1], время выталкивания магнитного потока из ядра нейтронной звезды до образования в ней сверхтекучего протонного конденсата порядка 10^3 лет, что намного больше времени 10^1 лет, необходимое для охлаждения звезды до критической температуры $T_{\text{ср}}$. Таким образом, поток остаточного магнитного поля в ядре нейтронной звезды сохраняется до перехода протонов в сверхпроводящее состояние. Нейтроны переходят в сверхтекучее состояние раньше, чем протоны в

сверхпроводящее состояние, так как $T_{\pi} > T_{\phi}$.

Как впервые было показано в работе [7], в результате вращения коры нейтронной звезды в сверхтекучей нейтронной жидкости возникает плотная решетка нейтронных квантовых вихрей. Нейтронные вихри располагаются параллельно оси вращения звезды и образуют треугольную решетку с межвихревым расстоянием $a = 1.08(\chi/2\Omega)^{1/2}$, где $\chi = h/2m_n$ - квант циркуляции, m_n - масса нейтрона, Ω - угловая скорость вращения звезды. Стационарному вращению звезды соответствует однородное распределение нейтронных вихрей с плотностью $n_n = 2\Omega/\chi$. Что касается протонного конденсата, то он представляет собой сверхпроводник II рода ($\lambda/\xi_p \sim 10 > 1/\sqrt{2}$, где λ - глубина проникновения магнитного поля, ξ_p - длина когерентности сверхпроводящей протонной жидкости). Это означает, что магнитный поток локализуется в областях с радиусом $\lambda \sim 10^{-11}$ см вокруг ствола протонного вихря и в сверхтекучем ядре нейтронной звезды возникает однородная решетка протонных вихрей, каждый из которых несет квант магнитного потока $\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$ Гс см². Вихри этой однородной решетки имеют направление остаточного магнитного поля, которое вне ядра нейтронной звезды имеет дипольную форму. Магнитный момент $\bar{M}_R$ остаточного магнитного поля направлен под произвольным углом к оси вращения нейтронной звезды (т.е. к $\bar{\Omega}$). Однако анализ стабильной конфигурации остаточного магнитного поля [8] показывает, что магнитный момент $\bar{M}_R$ ориентирован под углом, близким к 90° по отношению к $\bar{\Omega}$. В дальнейшем, для ясности, будем считать, что $\bar{M}_R$ перпендикулярен к $\bar{\Omega}$.

Наряду с остаточным магнитным полем в сверхтекучем ядре нейтронной звезды генерируются два типа магнитных полей. Первый тип магнитного поля генерируется из-за "эффекта увлечения" протонов нейтронами [9] и имеет полоидальную структуру с магнитным моментом $\bar{M}_p$ параллельной $\bar{\Omega}$. Это поле сильно неоднородно и в большей части (~80%) объема сверхтекучего ядра равно нулю, а вблизи стволов нейтронных вихрей оно порядка 10^{14} Гс. Это поле содержится в плотной сети протонных вихрей, локализованных в радиусе $r_1 = b(\xi_p/\lambda)^{1/3|k|}$ вокруг каждого нейтронного вихря. Здесь $|k| = 0.5$ - коэффициент увлечения протонов нейтронами, b - радиус нейтронного вихря. Если учесть, что средняя индукция магнитного поля вокруг нейтронного вихря $\bar{B} = |k|\Phi_0/4\pi\lambda^2$ [10], то средняя плотность протонных вихрей, ассоциируемых с каждым нейтронным вихрем, равна $\bar{B}/\Phi_0 \approx 4 \cdot 10^{20}$ см⁻².

Второй тип магнитного поля генерируется из-за наличия разности угловых скоростей сверхтекучих нейтронов Ω_s и электронов Ω , т.е. при $\Omega_s - \Omega \neq 0$. Как показано в работе [5], эффект генерации магнитного поля имеет место только в искривленном гравитацией пространстве. Магнитное поле, которое генерируется в ядре нейтронной звезды из-за дифференциального вращения сверхтекучих нейтронов и электронов, имеет тороидальную структуру и

содержится в кольцевых квантовых вихрях, лежащих в плоскостях, параллельных экваториальной плоскости. Тороидальное магнитное поле максимально вблизи экваториальной плоскости и порядка остаточного поля звезды. Так как тороидальное поле лежит в той же плоскости, что и остаточное поле, то оно может усиливать, или ослаблять остаточное магнитное поле в зависимости от направления тороидального поля (рис.2).

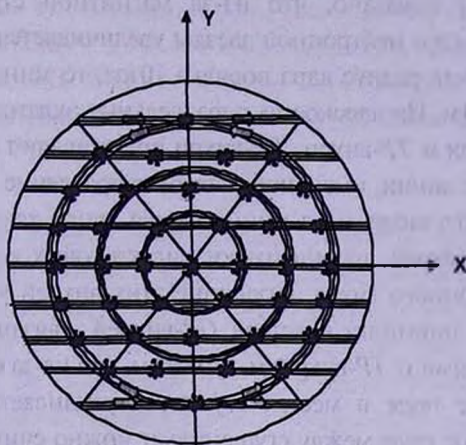


Рис.2. Схематическое изображение сечения сверхтекучего ядра нейтронной звезды перпендикулярной оси вращения. Точками изображены нейтронные вихри, а также сгруппированные вокруг них *GP*-вихри, которые перпендикулярны плоскости рисунка. На рисунке изображены также *RP*-вихри и *TP*-вихри, записанные к *GP*-вихрям. *RP*-вихри, оставаясь параллельными самим себе, двигаются в направлении *Y*, а *TP*-вихри двигаются в радиальном направлении.

Таким образом, в сверхтекучем ядре нейтронной звезды существуют три типа протонных вихрей. Вихри, ассоциированные с остаточным (далее *RP*-вихри) и с тороидальным (далее *TP*-вихри) магнитными полями, лежат в плоскостях, перпендикулярных оси вращения звезды. Вихри, обусловленные полоидальным магнитным полем (далее *GP*-вихри), локализованы в форме кластеров протонных вихрей вокруг стволот нейтронных вихрей. Вне сверхтекучего ядра магнитное поле представляет собой суперпозицию генерированного полоидального и остаточного магнитных полей.

В случае пересечения вихри могут взаимно закрепляться (пиннинг), так как в таком случае энергия системы, состоящей, скажем, из двух вихрей, уменьшается за счет выигрыша энергии конденсации пересеченного объема. Как показано в работе [1], энергия пиннинга протон-протонных вихревых нитей в основном массиве сверхтекучего ядра на порядок превышает соответствующую энергию для нейтрон-протонных вихревых нитей. Как показывают оценки, *RP*-вихри и *TP*-вихри жестко связаны с системой *GP*-вихрей, которые связаны с нейтронными вихрями [1]. Отметим

только, что магнитное поле меняется только в окрестности пиннинг-центра в объеме λ^3 , где оно представляет собой суперпозицию полей пересеченных вихрей, причем в этой области происходит перестройка циркулирующего тока в соответствии с направлением результирующего поля. Так как λ^3 меньше объемов, занимаемых вихрями между пиннинг-центрами, при расчете магнитной энергии протонных вихрей пересечения можно считать точечными.

В работе [11] показано, что из-за магнитной структуры *GP*-вихрей безвихревая зона ядра нейтронной звезды увеличивается, достигая толщины порядка 5 м. Так как радиус ядра порядка 10 км, то минимальная длина *GP*-вихря порядка 500 м. На плоскостях параллельных экваториальной плоскости, где лежат *RP*-вихри и *TP*-вихри, *RP*-вихри представляют собой параллельные друг другу прямые линии, имеющие скажем направление оси *X*. Они сгущены вокруг нейтронного вихря и их минимальная длина также 500 м (см. рис.2). Что касается *TP*-вихрей, то они имеют вид крутовых колец, которые также сгущены у нейтронного вихря. Сгущение этих вихрей у нейтронного вихря происходит из-за пиннинга кластера *GP*-вихрей, связанного с нейтронным вихрем, с *RP*-вихрями и *TP*-вихрями. Отметим, что из-за сгущения протонных вихрей магнитное поле в местах сгущения усиливается на два порядка. Поэтому магнитное поле между сгущениями можно считать отсутствующим.

У точек пересечения оси *Y* (перпендикулярной к оси *X*) с поверхностью ядра нейтронной звезды образуются две "магнитные шапки", основания которых круговые поверхности с радиусом 500 м, а поверхность шапки совпадает с поверхностью ядра нейтронной звезды. Эти две шапки лежат в противоположных концах пересечения оси *Y* с поверхностью ядра нейтронной звезды. При отсутствии *TP*-вихрей структура магнитного поля в обеих "магнитных шапках" одинакова. Однако при наличии *TP*-вихрей в зависимости от относительных направлений *TP*-вихрей и *RP*-вихрей, структуры магнитного поля в обеих шапках не будут одинаковы. В одной из шапок, где *X*-компонента тороидального магнитного поля имеет то же направление, что и *RP*-вихри, магнитное поле и его градиент по направлению *Y* увеличиваются (два поля складываются), тогда как в противоположной шапке магнитное поле и его градиент по направлению *Y* уменьшаются. Таким образом, существует естественная причина (наличие тороидального магнитного поля) для образования двух несимметричных "магнитных шапок", в одной из которой магнитное поле и его градиент по направлению *Y* больше, чем в другой.

3. *Динамика протонной вихревой решетки.* Динамика вращения пульсара в основных чертах аналогична вращению сверхтекучего гелия II в лабораторных экспериментах [12]. Уменьшение угловой скорости вращения звезды сопровождается радиальным движением нейтронной вихревой структуры в сторону границы ядра нейтронной звезды. Действительно, обозначая через $n(r, t)$ плотность нейтронных вихрей, $\vec{v}(r, t)$ - скорость

их радиального движения, уравнение непрерывности для нейтронных вихрей запишем в следующем виде:

$$\frac{\partial n(r, t)}{\partial t} + \operatorname{div}[n(r, t)\vec{v}(r, t)] = 0, \quad (1)$$

где r - расстояние вихря от оси вращения в плоскости перпендикулярной $\vec{\Omega}$. Отвлечемся от явления резких скачков в поведении угловых скоростей некоторых пульсаров, что оправдано при рассмотрении динамики пульсара на временных масштабах $t \geq 10$ лет и пренебрежем зависимостью n и Ω от r . Тогда, подставляя Фейнмановское соотношение $n(t) = 2\Omega(t)/\chi$ в уравнение (1), для радиальной скорости нейтронного вихря получим:

$$v_r(r, t) = -\frac{\dot{\Omega}}{2\Omega} r, \quad (2)$$

где $\dot{\Omega}$ - временная производная угловой скорости пульсара. Согласно наблюдениям, угловая скорость вращения пульсаров уменьшается ($\dot{\Omega} < 0$), следовательно, замедление звезды сопровождается радиальным движением нейтронных вихрей к границе между сверхтекучим ядром и корой нейтронной звезды со скоростью $v_r(r, t)$, определяемой формулой (2).

Кластеры GP -вихрей параллельны оси вращения звезды и в экваториальной плоскости вместе с нейтронными вихрями образуют гексагональную решетку [1]. Жестко связанные с нейтронными вихрями кластеры GP -вихрей будут двигаться вместе с нейтронными вихрями со скоростью $v_r(r, t)$. Так как RP -вихри и TP -вихри пиннингованы к GP -вихрям, то они также будут участвовать в этом движении. В частности, TP -вихри, которые имеют кольцевую форму, вместе с GP -вихрями будут двигаться к границе ядра нейтронной звезды, увеличивая радиус кольца и сохраняя ее форму. Что касается RP -вихрей, то они расположены параллельно друг другу в плоскости перпендикулярной GP -вихрям и пересекаются с ними. Скорость движения RP -вихрей равна

$$v_y = v_r \cos \varphi = \frac{|\dot{\Omega}|}{2\Omega} h, \quad (3)$$

где h - расстояние вихря от оси вращения звезды. Очевидно, что хотя GP -вихри движутся радиально со скоростью v_r , тем не менее, каждый запиннингованный RP -вихрь движется к границе сверхтекучего ядра, оставаясь параллельным сам себе. Другими словами, радиальное движение GP -вихрей не приводит к возникновению силы, стремящейся изменить начальную прямолинейную форму RP -вихрей. Заметим, что если начальное распределение RP -вихрей и TP -вихрей однородно, то через короткое время происходит "сгущение" этих вихрей и устанавливается характерная структура, схематически изображенная на рис.2.

Движение вихревых линий к границе ядра нейтронной звезды приводит

к изменению энергии, содержащейся в вихревых нитях. Уменьшение энергии вихря сопровождается энерговыделением, тогда как увеличение энергии вихря обеспечивается энергией вращения сверхтекучего ядра. В частности, магнитная энергия TP -вихрей будет увеличиваться при их движении к границе ядра нейтронной звезды. Энергия этих вихрей будет максимальна на границе ядра, так как их радиус там максимален. Следовательно, TP -вихри будут переносить энергию кольцевых вихрей к границе ядра нейтронной звезды. Произойдет также перенос магнитной энергии GP -вихрей и RP -вихрей при их движении к границе ядра звезды. Это движение будет сопровождаться энерговыделением на границе ядра и коры нейтронной звезды. Энерговыделение из-за укорачивания GP -вихрей произойдет по всей поверхности ядра нейтронной звезды до радиуса безвихревой зоны. Эти вихри, дойдя до безвихревой зоны, далее аннигилируются, выделяя добавочную энергию. В энерговыделение дают вклад также RP -вихри, так как они, двигаясь с GP -вихрями, также укорачивают свою длину.

При аннигиляции GP -вихрей, приведенные ими RP -вихри и TP -вихри остаются у границы безвихревой зоны, заполняя основание "магнитной шапки", которое представляет собой круговую поверхность диаметром $2R_0 = 5 \cdot 10^4$ см (см. рис.1). Как видно из этого рисунка, в двух разных концах пересечения оси Y с поверхностью ядра нейтронной звезды образуются две "магнитные шапки", в одной из которых TP -вихри имеют с GP -вихрями одинаковое направление, тогда как в другой они направлены противоположно друг другу. Следовательно, TP -вихри в одной "магнитной шапке" усиливают магнитное поле, а в другой - уменьшают его. Таким образом, две "магнитные шапки", лежащие в двух противоположных точках пересечения оси Y с границей ядра нейтронной звезды, имеют несимметричные энергосодержания, следовательно, энерговыделения в этих шапках будут количественно отличаться друг от друга. Если плотность TP -вихрей по сравнению с плотностью RP -вихрей настолько мала, что ею можно пренебречь, то тогда мы имеем дело с симметричными "магнитными шапками".

Так как поток GP -вихрей к границе ядра нейтронной звезды продолжается в течение всей активной жизни пульсара, то плотность протонных вихрей на основании "магнитной шапки" увеличивается, достигая до значений, обеспечивающих установление второго критического поля внутри "магнитной шапки". При таких значениях магнитного поля стволы протонных вихрей соприкасаются и, следовательно, протонная жидкость переходит в нормальное состояние. Внутри "магнитной шапки" от ее поверхности к центру устанавливается градиент магнитного поля, который и приводит к диффузии магнитного поля или к "схлопыванию" протонных вихрей с последующим энерговыделением магнитной энергии вихря. Эта энергия может возбуждать магнитозвуковые волны в той части нейтронной звезды, основанием для

которой служит "магнитная шапка". Эта часть представляет собой цилиндрическую область с радиусом равным радиусу "магнитной шапки" и длиной равной толщине коры нейтронной звезды. Вещество в этой области представляет собой плотную ионизированную плазму с магнитным полем, перпендикулярным к оси этого цилиндра. Поэтому в этой области могут распространяться магнитозвуковые волны, которые переводят выделенную в "магнитной шапке" энергию на поверхность нейтронной звезды.

Перейдем к оценке поверхностной плотности энерговыделения на поверхности ядра нейтронной звезды и на поверхности "магнитной шапки".

4. Асимметричное энерговыделение в ядре нейтронной звезды.

В работе [1] была найдена интенсивность выделения энергии магнитного поля на поверхности ядра нейтронной звезды, которая происходит из-за укорачивания протонных вихрей. В этой работе предполагается отсутствие безвихревой зоны, поэтому укорачивание протонных вихрей продолжается до их исчезновения. Учет наличия безвихревой зоны (с шириной 5 м) не изменяет картину энерговыделения GP -вихрей, так как они сначала укорачиваются до их длины, имеющейся на радиусе безвихревой зоны, а потом полностью аннигилируются. Следовательно, как и в работе [1], выделяется вся энергия, содержащаяся в GP -вихрях, достигших поверхности ядра нейтронной звезды. Что касается RP -вихрей, то они укорачиваются до длины, равной диаметру основания "магнитной шапки". Так как эта длина (порядка 500 м) мала по сравнению с диаметром ядра нейтронной звезды (порядка 20 км), мы можем считать, что, как и в случае отсутствия безвихревой зоны, выделяется почти вся энергия RP -вихрей, достигших "магнитной шапки".

Таким образом, формула для интенсивности энерговыделения I_1 , полученная в работах [13,1]

$$dI_1 = \left[\frac{|k|}{4\pi\lambda^2} \left(\frac{\xi_p}{\lambda} \right)^{2/3|k|} + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{B_0}{\Phi_0} \cos^2 \varphi \right] \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \times \ln \left| \frac{\lambda}{\xi_p} \right| \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| R^3 \sin^3 \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (4)$$

дает правильный порядок интенсивности энерговыделения на поверхности ядра нейтронной звезды. Здесь B_0 - начальное магнитное поле, содержащееся в RP -вихрях. Как видно из формулы (4), энерговыделение асимметрично и максимально в двух локализованных областях, при $\varphi \rightarrow 0$ и $\vartheta = \pi/2$, которые совпадают с расположением "магнитных шапок".

Асимметрия энерговыделения, как видно из формулы (4), обусловлена наличием второго слагаемого в этой формуле. Это слагаемое становится заметным при увеличении величины B_0 , и уже при

$$B_0 = \frac{2|k|\Phi_0}{4\pi\sqrt{3}\lambda^2} \left(\frac{\xi_p}{\lambda} \right)^{2/3|k|} \quad (5)$$

она становится порядка первого слагаемого. Если в формуле (5) поставить значения $\xi_p/\lambda \sim 0.1$ и $\lambda \sim 10^{-11}$ см, то для начального магнитного поля получаем оценку $B_0 \sim 4 \cdot 10^{12}$ Гс. Как отмечено в работе [6], при адиабатическом коллапсе остатков сверхновой с типичным "амороженным" магнитным полем порядка 10^2 - 10^3 Гс поток магнитного поля сохраняется и в результате рождения нейтронная звезда приобретает магнитное поле $B_0 \sim 10^{12} + 10^{13}$ Гс. Следовательно, необходимое магнитное поле для асимметричного энерговыделения устанавливается при образовании нейтронной звезды.

Энерговыделение, приходящее на единицу поверхности ядра нейтронной звезды, при условии (5) можно найти интегрированием формулы (4) по углам ϑ и φ и разделением результата интегрирования на площадь поверхности сферы $4\pi R^2$. Тогда получим

$$\frac{I_1}{4\pi R_0^2} = 1.2 \cdot 10^{17} \left(\frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right)_{-15} R_6. \quad (6)$$

С другой стороны, легко посчитать интенсивность энерговыделения на единицу поверхности "магнитной шапки" $I_2/\pi R_0^2$. При "хлопывании" протонных вихрей магнитных кластеров в безвихревой зоне на поверхности "магнитной шапки" остаются укороченные протонные вихри начального поля, которые приведены туда этими же кластерами. В течение времени плотность этих вихревых нитей увеличивается, что увеличивает магнитное поле на поверхности "магнитной шапки". Усиление магнитного поля продолжается до значения B_2 , которое соответствует второму критическому полю. Это поле в условиях нейтронной звезды порядка $B_2 \approx 7.5 \cdot 10^{14}$ Гс. При достижении этого значения магнитного поля протонная жидкость в "магнитной шапке" перейдет в нормальное состояние. Наличие градиента магнитного поля, направленного из внутренней и внешней поверхностей "магнитной шапки" вовнутрь, приведет к диффузии магнитного поля к центру "магнитной шапки". Следовательно, вихри будут "хлопываться" выделяя магнитную энергию на границе ядра и коры нейтронной звезды в области "магнитной шапки".

Для вычисления интенсивности энерговыделения, приходящейся на единицу поверхности этой области, достаточно вычислить энергию, которую приводят вихри в единицу времени на единицу поверхности "магнитной шапки" тогда, когда начальное магнитное поле достигает значения B_2 . Эта интенсивность энерговыделения будет равна плотности магнитной энергии умноженной на скорость движения вихревой решетки, т.е.

$$\frac{I_2}{\pi R_0^2} = \frac{B_2^2}{8\pi} \frac{1}{2} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right| R \quad (7)$$

Если в формулу (7) подставить значения магнитного поля B_2 , $\dot{\Omega}/\Omega$ и R , то окончательно получим:

$$\frac{I_2}{\pi R_0^2} = 1.2 \cdot 10^{19} \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15} R_6. \quad (8)$$

Сравнение формул (6) и (8) показывает, что интенсивность энерговыделения, приходящая на единицу поверхности в области "магнитной шапки" почти на два порядка больше от среднего энерговыделения на других частях поверхности ядра нейтронной звезды. Этот замечательный результат показывает, что наличие "магнитной шапки" и интенсивное энерговыделение в нем делают ее локальным источником возбуждения магнитозвуковых волн [14]. Эти волны распространяются в коре нейтронной звезды от "магнитной шапки" до ее "изображения" на поверхности звезды (рис.1). Так как эта поверхность свободная, то магнитозвуковые волны, отражаясь от нее, образуют стоячую волну, которая сконцентрирована между "магнитной шапкой" и ее "изображением". Образующаяся стоячая волна возбуждает электрические токи на поверхности звезды. Эти токи могут стать источником радиоизлучения нейтронной звезды [15]. Испущенный из этого локального источника радиолуч, при вращении нейтронной звезды, регистрируется наблюдателем как пульсирующее радиоизлучение. Тогда вращающаяся нейтронная звезда становится реальной моделью пульсара.

В конце отметим, что полная интенсивность энерговыделения из "магнитной шапки" по порядку величины совпадает с интенсивностью радиоизлучения пульсаров. Действительно, если учесть, что $R_0 \approx 5 \cdot 10^4$ см, то

$$I_2 = 10^{29} \cdot \left| \frac{\dot{\Omega}}{\Omega} \right|_{-15} R_6^3. \quad (9)$$

Так как величина $|\dot{\Omega}/\Omega|_{-15}$ у пульсаров меняется в диапазоне $10^{-3} + 10^2 \text{ с}^{-1}$ и $R_6 = 1$, то значение I_2 лежит в интервале от 10^8 эрг/с до 10^{31} эрг/с, что хорошо согласуется с наблюдениями.

Работа одного из авторов (М.В.А.) финансировалась в рамках темы 11-1с107 Государственного Комитета по Науке Армении.

Ереванский государственный университет,
Армения, e-mail: dsedrak@ysu.am

THE SOURCE OF PULSARS' RADIOEMISSION

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAYRAPETYAN

We consider the vortex structure of the superfluid core of a neutron star, taking into account the residual (*RP*) and the generated poloidal (*GP*) and

toroidal (*TP*) magnetic fields. The motion of the vortex structure to the boundary of the core and the crust during the spin-down of a star leads to the formation of two local "magnetic caps", where the magnetic field increases with time and reaches the value of second critical field. It is shown that the intensity of the energy output in the "magnetic caps" due to the "collapse" of the magnetic field is of the order of the pulsars' radioluminosity.

Key words: *pulsars:radioemission*

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Седракян, А.Д.Седракян, ЖЭТФ, 100, 353, 1991.
2. Д.Пайнс, УФН, 131, 479, 1980.
3. В.С.Бескин, А.В.Гуревич, Я.Н.Истомин, УФН, 150, 257, 1986.
4. Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян, УФН, 161, 1, 1991.
5. Д.М.Седракян, Астрофизика, 49, 97, 2006.
6. В.Л.Гинзбург, Л.М.Озерной, ЖЭТФ, 47, 1031, 1964.
7. В.Л.Гинзбург, Д.А.Киржниц, ЖЭТФ, 47, 2006, 1964.
8. E.Flowers, M.A.Ruderman, Astrophys. J., 215, 302, 1977.
9. Г.А.Варданян, Д.М.Седракян, ЖЭТФ, 81, 1731, 1981.
10. Д.М.Седракян, Астрофизика, 18, 417, 1982.
11. Д.М.Седракян, Астрофизика, 43, 377, 2000.
12. E.V.Sonini, Rev. Mod. Physics, 59, 87, 1987.
13. Д.М.Седракян, Астрофизика, 25, 323, 1986.
14. Д.М.Седракян, Астрофизика, 31, 101, 1989.
15. Д.М.Седракян, А.А.Багдоев, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 50, 547, 2007.