

На правах рукописи

Гогличидзе Олег Анзорович

**Эволюция угла между магнитным моментом  
и осью вращения радиопульсаров**

01.03.02 – Астрофизика и звёздная астрономия

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург  
2016

Работа выполнена в *Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук.*

Научный руководитель: *д. ф.-м. н., профессор,  
ведущий научный сотрудник  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе  
Анатолий Иванович Цыган.*

Официальные оппоненты: *д. ф.-м. н., профессор,  
главный научный сотрудник Института  
космических исследований РАН  
Геннадий Семёнович Бисноватый-Коган,  
  
д. ф.-м. н.,  
заведующий сектором Главной  
(Пулковской) обсерватории РАН  
Назар Робертович Ихсанов.*

Ведущая организация: *Пуцинская радиоастрономическая  
обсерватория АКЦ ФИАН*

Защита состоится «\_\_» \_\_\_\_\_ 2016 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании диссертационного совета Д 002.205.03 при ФТИ им. А.Ф. Иоффе по адресу: 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А.Ф. Иоффе, а также на сайте института <http://www.ioffe.ru>.

Автореферат разослан «\_\_» \_\_\_\_\_ 2016 г.

Отзывы и замечания по автореферату в двух экземплярах, заверенных печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Ученый секретарь  
диссертационного совета,  
*к. ф.-м. н.*

*А. М. Красильщиков*

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы исследования

Радиопульсары — космические источники периодического импульсного радиоизлучения. Периоды сигналов  $P$ , принимаемых от радиопульсаров, лежат в диапазоне от единиц миллисекунд до примерно десяти секунд [1]. Считается, что радиопульсары представляют собой быстро вращающиеся нейтронные звёзды, а радиоизлучение генерируется неким когерентным механизмом в их магнитосфере. Импульсный характер излучения объясняется моделью маяка: предполагается, что радиоизлучение генерируется только в областях над магнитными полюсами, является узконаправленным и наблюдается только тогда, когда вращающийся вместе со звездой луч попадает на наблюдателя.

Нейтронные звёзды (НЗ) чрезвычайно компактны и, по всей видимости, обладают колоссальными магнитными полями [2]. Благодаря этим свойствам изучение НЗ оказывается важным для фундаментальной физики, так как может позволить устанавливать ограничения на различные теории вещества в экстремальных условиях, не достижимых в земных лабораториях. Речь идёт как о свойствах сверхплотного вещества (плотность в центральных областях НЗ может в несколько раз превосходить ядерную плотность  $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>), так и о различных процессах в сверхсильных магнитных полях (значения магнитной индукции на поверхности могут достигать  $10^{13} - 10^{15}$  Гс). К настоящему моменту предложено несколько способов получения информации о свойствах вещества НЗ на основе их наблюдаемых характеристик и эволюционного поведения [3, 4, 5].

Крайне интересным представляется вопрос о структуре магнитосферы пульсаров и протекающих в ней процессах. Как уже упоминалось, считается, что радиоизлучение пульсаров генерируется в областях магнитосферы, располагающихся над магнитными полюсами звезды. Однако, несмотря на ясное понимание того, что это радиоизлучение имеет когерентный характер, конкретный механизм его генерации до сих пор неизвестен [6]. Другим наблюдательным проявлением магнитосферы является эволюция вращения пульсаров. Ясно, что обладая сильным магнитным полем и вращаясь, нейтронная звезда должна терять вращательную энергию. Наиболее очевидным механизмом такой потери является магнито-дипольное излучение. Несмотря на то, что классическая формула для мощности магнито-дипольного излучения активно используется наблюдателями для определения величины магнитного поля пульсаров, наличие магнитосферы, заполненной плазмой, делает её применимость не очевидной. Существуют аргументы в пользу того, что магнито-дипольные потери могут вовсе отсутствовать [7]. Это, впрочем, не означает, что пульсар не будет замедляться. Наличие плазмы создаёт дополнительные механизмы потери вращательной энергии, которые в большинстве случаев имеют мощность, совпадающую по порядку величины с мощностью магнито-дипольного излучения.

Магнитное поле не только является причиной замедления вращения звезды,

но заставляет её прецессировать, а также приводит к изменению со временем угла между магнитным моментом и осью вращения (угла наклона). Все эти воздействия могут быть описаны при помощи момента сил  $\mathbf{K}$ , приложенного к звезде [8, 9]. Момент  $\mathbf{K}$  слишком слабый для того, чтобы вызываемая им эволюция угла наклона могла наблюдаться непосредственно. Однако она может быть исследована статистическими методами, если имеется достаточное количество данных о пульсарах, находящихся на различных стадиях эволюции. Ситуация осложняется тем, что если на замедление вращения звезды оказывает влияние практически исключительно дипольная компонента магнитного поля, то на прецессию и эволюцию угла наклона может в равной степени оказывать влияние мелкомасштабное поле, на наличие которого на поверхности НЗ указывают результаты теоретических исследований и данных наблюдений [10, 11, 12, 13].

### **Цели и задачи диссертационной работы**

Целью данной диссертационной работы являлось исследование влияния мелкомасштабных магнитных полей на прецессию нейтронных звёзд, а также изучение вопроса о влиянии диссипации энергии в ядрах нейтронных звёзд на эволюцию их вращения. Для достижения этих целей в работе были поставлены следующие задачи:

1. Вычисление аномальной компоненты электромагнитного момента сил, действующего на нейтронную звезду, создаваемой произвольной полоидальной и тороидальной гармониками магнитного поля.
2. Вывод системы уравнений, описывающих эволюцию вращения нейтронных звёзд с учётом диссипации вращательной энергии в их ядрах.
3. Вычисление коэффициентов взаимодействия коры и ядра в рамках конкретных моделей внутреннего устройства нейтронных звёзд с немагнитным и намагнитным ядром.
4. Количественное моделирование эволюции вращения нейтронных звёзд.

### **Научная новизна**

Научная новизна полученных результатов состоит в следующем:

1. Впервые получено выражение для аномальной компоненты электромагнитного момента сил, создаваемого произвольной полоидальной и тороидальной гармониками магнитного поля, учитывающее магнитосферу и структуру магнитного поля внутри нейтронной звезды.
2. Впервые исследована эволюция вращения нейтронных звёзд (угловой скорости, угла наклона и прецессии) под действием электромагнитного момента сил с учётом дифференциальности вращения вещества в их ядрах.

## **Теоретическая и практическая значимость**

Результаты диссертации важны, поскольку устанавливают взаимосвязь между внутренним устройством нейтронных звёзд и темпами эволюции их вращения. При наличии достоверных статистических данных о темпах эволюции это может позволить устанавливать ограничения на модели внутреннего устройства нейтронных звёзд.

## **Положения, выносимые на защиту**

1. Вычисление аномальной компоненты момента сил, действующего на нейтронную звезду, создаваемого произвольной гармоникой магнитного поля, с учётом магнитосферы, заполненной плазмой, и структуры магнитного поля внутри звезды.
2. Моделирование эволюции угла между магнитным моментом и осью вращения нейтронных звёзд с немагнитным ядром.
3. Моделирование эволюции угла между магнитным моментом и осью вращения нейтронных звёзд в предположении, что заряженная компонента ядра жёстко связана с корой магнитным полем.

## **Степень достоверности и апробация результатов**

Результаты, представленные в диссертации, получены аналитически и с помощью численного интегрирования. Их достоверность подтверждается использованием адекватных математических и численных методов в рамках физически разумных приближений. Результаты диссертации доложены на следующих конференциях: ФизикА.СПб (Санкт-Петербург, 2011); Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2011 (Москва, 2011); Electromagnetic Radiation from Pulsars and Magnetars (Zielona Gora, Poland, 2012); ФизикА.СПб (Санкт-Петербург, 2012); Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2012 (Москва, 2012); The Modern Physics of Compact Stars and Relativistic Gravity (Yerevan, Armenia, 2013); Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2013 (Москва, 2013); Physics of Neutron Stars – 2014 (Санкт-Петербург, 2014); Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра 2014 (Москва, 2014).

## **Публикации**

Материалы диссертации опубликованы в 7 статьях [A1-A7], а также в тезисах ряда конференций.

## **Личный вклад автора**

Во всех результатах, представленных в диссертации, вклад автора является основным и определяющим. Выбор общего направления исследований, постановка задач, обсуждение полученных результатов, а также часть аналитических вычислений были выполнены совместно с соавторами.

## Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения, библиографии и 3 приложений. Общий объем диссертации 118 страниц, включая 24 рисунка. Библиография включает 121 наименование.

## Содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту положения.

**Первая глава** «Инерция электромагнитного поля и аномальный электромагнитный момент» посвящена влиянию инерции магнитного поля на прецессию нейтронных звёзд. Результаты этой главы опубликованы в работе [A7]

Раздел 1.1 представляет собой обзор теоретических и экспериментальных исследований, посвящённых изме-

рению величины и определению структуры магнитных полей НЗ. Особое внимание уделяется аргументам в пользу того, что вблизи поверхности НЗ магнитное поле может иметь сложную форму, включающую в себя мелкомасштабные структуры с характерным размером порядка 1 км. При этом величина мелкомасштабной компоненты поля может более чем на порядок превосходить величину крупномасштабной дипольной компоненты. Наличие сильного магнитного поля должно приводить к прецессии НЗ. Причём здесь работают сразу два механизма. Во-первых, магнитное поле деформирует форму самой звезды, нарушая симметрию тела относительно оси вращения [14, 15, 16]. Во-вторых, обладая собственной инерцией и будучи вмороженным в звезду, магнитное поле даёт собственный вклад в тензор инерции звезды. Физически второй механизм проявляется в

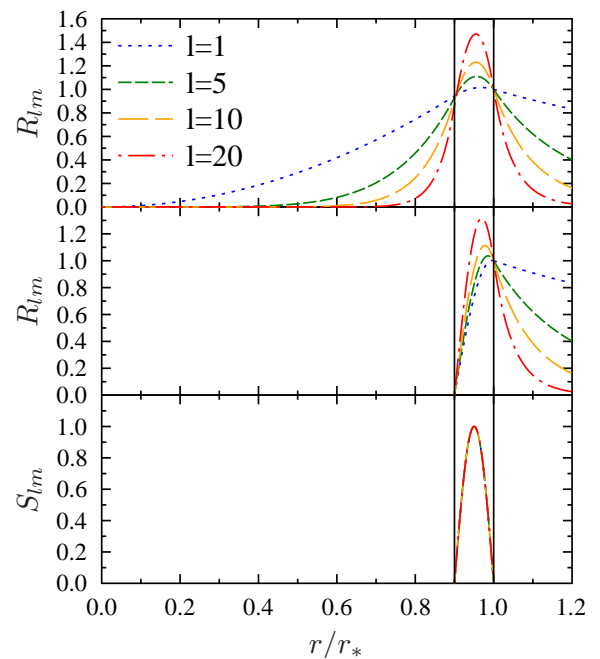


Рис. 1: Радиальные функции полоидального поля в *Модели №1* (верхняя панель) и *Модели №2* (средняя панель), а также тороидального поля (нижняя панель). Радиальная координата измеряется в единицах радиуса звезды  $r_*$ .

Физически второй механизм проявляется в

том, что на вращающуюся звезду со стороны поля действует направленный перпендикулярно к вектору угловой скорости  $\boldsymbol{\Omega}$  так называемый аномальный электромагнитный момент сил  $\mathbf{K}_\perp$ .

Величина аномального момента рассчитывалась в ряде работ [8, 17, 9, 18]. Применяя различные методы, большинство авторов, однако, ограничивалось только дипольной компонентой магнитного поля. Также предполагалось, что НЗ окружены вакуумом. Только в работе [17] авторы учли наличие магнитосферы, заполненной плазмой, и вычислили также аномальный момент, создаваемый квадрупольной компонентой магнитного поля. Кроме того, не все авторы учитывали вклад внутреннего магнитного поля. Раздел 1.2 посвящён расчёту аномального момента сил  $\mathbf{K}_\perp$ , создаваемого произвольной полоидальной и тороидальной гармониками магнитного поля. При расчёте было учтено наличие магнитосферы. Если представить полоидальное поле звезды в виде  $\mathbf{B}_0 = -\nabla \times [\mathbf{r} \times \nabla \Phi]$ , где функция  $\Phi(r, \theta, \phi) = \frac{1}{r} \Phi_{lm} R_{lm}(r) Y_{lm}(\theta, \phi)$ ,  $Y_{lm}$  – произвольная сферическая функция,  $\Phi_{lm}$  – коэффициент, задающий величину поля,  $R_{lm}$  – функция, описывающая радиальную зависимость  $\mathbf{B}_0$  и нормированная на единицу на поверхности НЗ ( $r = r_*$ ), то аномальный электромагнитный момент сил будет иметь вид

$$\mathbf{K}_\perp = \frac{r_*^4 \langle B^2 \rangle_{r_*}}{c^2} \frac{(l+1)}{(2l+3)(2l+1)(2l-1)} \times \left\{ \int_0^{r_L} R_{lm}^2 dr - \frac{2l^2 + 2l + 3}{2l^2(l+1)^2} \int_0^{r_L} \left( r \frac{dR_{lm}}{dr} \right)^2 dr \right\} \mathbf{k}, \quad (1)$$

где вектор  $\mathbf{k}$  равен

$$\mathbf{k} = \begin{cases} (l^2 + l - 3m^2)(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{e}_z)[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{e}_z] & (m \neq 1) \\ \frac{1}{2}(l-2)(l+3)(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{e}_y)[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{e}_y] + \frac{3}{2}(l-1)(l+2)(\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{e}_x)[\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{e}_x] & (m = 1) \end{cases}, \quad (2)$$

$\mathbf{e}_z$  – ось от которой отсчитывается угол  $\theta$ ,  $\mathbf{e}_x$  – ось от которой отсчитывается угол  $\phi$ ,  $\langle B^2 \rangle_{r_*}$  – усреднённый по поверхности звезды квадрат индукции магнитного поля,  $r_L = c/\Omega$ .

Таким образом, для вычисления момента сил требуется задать радиальную функцию  $R_{lm}$ . В диссертации было рассмотрено несколько моделей этой зависимости.

- Согласно *Модели №1* токи, генерирующие поле, находятся в коре. Как вне звезды, так и в её ядре поле является бестоковым (см. верхнюю панель рис. 1);
- Согласно *Модели №2* поле также генерируется в коре. В отличие от *Модели №1* считается, что в ядро поле не проникает.

- Также для демонстрации важности учёта поля, находящегося внутри звезды, отдельно рассмотрен вклад только внешнего поля;
- Кроме того, для демонстрации важности учёта конечных размеров области генерации поля рассмотрена модель с поверхностными токами.

Согласно выражениям (1) и (2), если  $m \neq 1$ , аномальный момент можно представить в виде  $\mathbf{K}_\perp = \epsilon I_* (\boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{e}_z) [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{e}_z]$ , где  $I_*$  – момент инерции звезды,  $\epsilon$  – параметр эффективной сплюснутости. Значения этого коэффициента, вычисленные в рамках четырёх описанных выше моделей, приведены на рис. 2. Легко видеть, что результаты существенно зависят от внутренней структуры поля.

Внутри нейтронной звезды может существовать также сильное тороидальное магнитное поле. Если представить его в виде  $\mathbf{B}_0 = -\mathbf{r} \times \nabla \Psi$ , где  $\Psi(r, \theta, \phi) = \frac{1}{r} \Psi_{lm} S_{lm}(r) Y_{lm}(\theta, \phi)$ , создаваемый полем аномальный момент может быть представлен в виде:

$$\mathbf{K}_\perp = \langle B^2 \rangle_V \frac{r_*^3 - r_0^3}{6c^2} \frac{\int_{r_0}^{r_*} S_l^2 r^2 dr}{\int_{r_0}^{r_*} S_l^2 dr} \frac{\mathbf{k}}{l(l+1)}, \quad (3)$$

где  $\langle B^2 \rangle_V$  – величина поля, усреднённая по сферическому слою ( $r_0 < r < r_*$ ), в котором оно отлично от нуля, вектор  $\mathbf{k}$  вновь вычисляется по формуле (2). Для радиальной функции  $S_{lm}$ , представленной на нижней панели рис. 1 и осесимметричных гармоник, коэффициент эффективной сплюснутости оказывается равен

$$\epsilon_l = -1.21 \times 10^{-13} \left( \frac{\langle B^2 \rangle_V}{(10^{12} \text{Гс})^2} \right) \frac{r_6^5}{I_{45}}.$$

Отметим, что в данной модели полностью исчезает зависимость от  $l$ .

В разделе 1.3 продемонстрировано, что влияние магнитного поля на прецессию можно учесть с помощью поправки к тензору инерции НЗ. Главные оси инерции системы звезды и поля, вообще говоря, не будут совпадать с главными осями самой звезды.

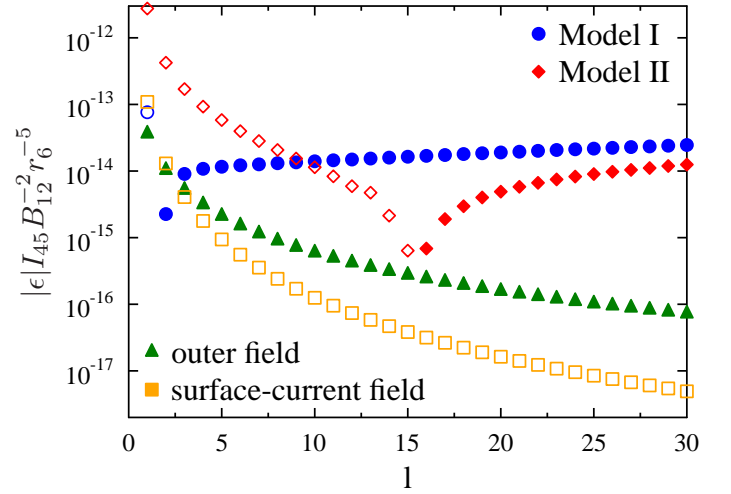


Рис. 2: Эффективная сплюснутость различных осесимметричных ( $m = 0$ ) полоидальных гармоник, вычисленная в рамках различных моделей конфигурации магнитного поля. Закрашенные символы соответствуют отрицательным значениям  $\epsilon$ , не закрашенные – положительным значениям. Здесь  $r_6 = r_*/10^6$  см,  $I_{45} = I_*/10^{45}$  г см<sup>2</sup>.



Раздел 1.4 посвящён проявлению прецессии в эволюции угла наклона. Если направление магнитного момента не совпадает с главными осями эффективного тензора инерции звезды, угол наклона (угол между магнитным моментом и осью вращения) будет осциллировать с периодом прецессии  $T_p$  и амплитудой, которая может достигать десятков градусов. Следовательно, в отличие от моделей с чисто дипольным полем, временной масштаб эволюции угла наклона не будет совпадать с временным масштабом замедления вращения звезды, превосходящим период прецессии на 1-3 порядка.

**Вторая глава** «Эволюция вращения нейтронных звёзд с учётом внутренней диссипации энергии» посвящена формулированию модели описания эволюции вращения радиопульсаров под действием электромагнитного момента сил, учитывающей диссипацию вращательной энергии в ядре. Результаты этой главы опубликованы в работах [A4, A5].

В разделе 2.1 дан краткий обзор возможных механизмов проявления внутренней структуры НЗ в их вращении.

Эволюция вращения НЗ под действием внешнего электромагнитного момента сил с учётом диссипации энергии в ядре в рамках простейшей модели была рассмотрена Касини и Монтемейером [19]. Они представили нейтронную звезду в виде двухкомпонентной системы, состоящей из коры и ядра, взаимодействие между которыми осуществляется посредством момента сил  $\mathbf{N} = \alpha(\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\Omega})$ , где  $\boldsymbol{\Omega}$  и  $\boldsymbol{\omega}$  – угловые скорости вращения коры и ядра соответственно,  $\alpha$  – коэффициент пропорциональности. Пусть  $I_{crust}$  и  $I_{core}$  – моменты инерции компонент. Тогда данная система за время порядка  $\tau_{rel} = (I_{core}I_{crust}/I_*)(1/\alpha)$ , если выполнено условие  $\tau_{rel} \ll T_p$ , выйдет на режим вращения, в котором момент сил  $\mathbf{N}$  с большой точностью будет определяться моментальными значениями угловой скорости  $\boldsymbol{\Omega}$  и её производной  $\dot{\boldsymbol{\Omega}}$  и не будет зависеть от предыстории. Такой режим в диссертации называется квазистационарным. В разделе 2.2 рассмотрена модель Касини-Монтемейера.

В разделе 2.3 выведены некоторые общие свойства квазистационарного режима вращения, не зависящие от конкретного вида момента сил  $\mathbf{N}$ . В частности, приведены аргументы в пользу того, что в квазистационарном приближении описание взаимодействия коры и ядра НЗ сводится к определению значений двух коэффициентов, не зависящих от  $\boldsymbol{\Omega}$  и обозначенных в диссертации как  $S_2$  и  $S_3$ .

В разделе 2.4, в предположении справедливости квазистационарного приближения, получены уравнения, описывающие эволюцию вращения пульсара (замедление вращения, эволюцию угла наклона и прецессию). В случае осесимметричного распределения инерции в звезде и магнитном поле с параметром сплюснутости  $\epsilon$  эти уравнения будут иметь вид:

$$d_t \Omega = \frac{1}{I_*} (K_\Omega + K_m \cos \chi), \quad (4)$$

$$d_t \chi = -\frac{1}{\Omega} \frac{(I_{crust} + S_2 I_{core}) K_m + \epsilon S_3 I_{core} I_* \Omega^2 \cos \chi}{(I_{crust} + S_2 I_{core})^2 + S_3^2 I_{core}^2} \sin \chi, \quad (5)$$

$$d_t \varphi = \frac{1}{\Omega} \frac{\epsilon (I_{crust} + S_2 I_{core}) I_* \Omega^2 \cos \chi - S_3 I_{core} K_m}{(I_{crust} + S_2 I_{core})^2 + S_3^2 I_{core}^2}, \quad (6)$$

где  $\chi$  – угол наклона,  $\varphi$  – азимутальный угол. Здесь использовано представление внешнего момента сил в виде  $\mathbf{K} = K_\Omega \mathbf{e}_\Omega + K_m \mathbf{e}_m$ , где  $\mathbf{e}_\Omega$  и  $\mathbf{e}_m$  – единичные векторы, указывающие направление угловой скорости и магнитного момента НЗ,  $K_\Omega$  и  $K_m$  – функции, задаваемые моделью момента  $\mathbf{K}$ . Пределу абсолютно твёрдой звезды соответствуют значения  $S_2 = 1$ ,  $S_3 = 0$ , в пределе слабой связи коры с ядром  $S_2, S_3 \ll I_{crust}/I_{core}$ . Заметим, что диссипация энергии не влияет на замедление вращения, если оно происходит в квазистационарном режиме. Однако она может оказывать существенное влияние на эволюцию угла наклона и прецессию. Эти процессы будут происходить быстрее, чем в «твердотельном» случае. В пределе слабой связи характерный временной масштаб обоих процессов по сравнению с «твердотельным» приближением уменьшится в  $I_*/I_{crust}$  раз. Кроме того, даже при  $\mathbf{K} = 0$  угол наклона будет эволюционировать. Диссипация энергии приводит к затуханию прецессии. Система стремится выстроить угловую скорость  $\boldsymbol{\Omega}$  вдоль главной оси, соответствующей наибольшему моменту инерции. Такое состояние соответствует минимуму механической энергии при заданном угловом моменте. В случае  $\epsilon > 0$  угол будет эволюционировать к  $0^\circ$ , в противном случае – к  $90^\circ$ .

В **третьей главе** «Вращение нейтронных звёзд с немагнитным ядром» в квазистационарном приближении исследована эволюция вращения НЗ в предположении, что магнитное поле не проникает в её ядро. Результаты этой главы опубликованы в работах [А5, А6]

В разделе 3.1 обоснована актуальность исследования данной модели.

В разделе 3.2 сформулированы предположения, лежащие в основе модели. Нейтронная звезда представлена в виде абсолютно твёрдой оболочки (коры), содержащей жидкое ядро. Внутренняя граница коры идеально сферически симметрична. Предполагается, что магнитное поле не проникает в ядро. Единственным механизмом взаимодействия коры с ядром в такой ситуации остаётся вязкость вещества ядра. Для простоты предполагалось, что вещество ядра состоит только из протонов, нейтронов и электронов. Условие квазинейтральности позволяет объединить протоны и электроны в одну заряженную компоненту с плотностью  $\rho_c = \rho_p + \rho_e$  и химическим потенциалом  $\mu_c = (m_p \mu_p + m_e \mu_e)/(m_p + m_e)$ . В предположении, что отклонения всех величин от гидростатических значений малы, рассматривались только линейные по  $|\dot{\boldsymbol{\Omega}}|/\Omega^2$  поправки. С учётом описанных допущений, вращение ядра описывается системой уравнений

$$2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \nabla \varkappa^{(1)} = -\dot{\boldsymbol{\Omega}} \times \mathbf{r} + \mathbf{f}_v^{(1)}, \quad (7)$$

$$\operatorname{div} (\rho^{(0)} \mathbf{u}) = 0, \quad (8)$$

а также граничным условием на внутренней границе коры  $\mathbf{u}|_{r=r_c} = 0$ . Здесь  $\mathbf{u}$  – поле скорости во вращающейся вместе с корой системе отсчёта,  $\varkappa = \mu_n + y(\mu_c - \mu_n) + \Phi - \frac{1}{2}[\mathbf{\Omega} \times \mathbf{r}]^2$ ,  $y = \rho_c/\rho$ ,  $\Phi$  – гравитационный потенциал,  $\mu_n$  – химический потенциал нейтронов,  $\mathbf{f}_v^{(1)}$  – сила вязкости, индексом «(0)» обозначены гидростатические значения величин, индексом «(1)» – линейные по  $|\dot{\mathbf{\Omega}}|/\Omega^2$  поправки. При выводе предполагалось, что  $y = const$ . Уравнение (7) представляет собой баланс сил на единицу массы, включающий силы, возникающие в неинерциальной системе отсчёта: силу Кориолиса  $\mathbf{f}_K = -2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{u}$  и силу Пуанкаре  $\mathbf{f}_P = -\dot{\mathbf{\Omega}} \times \mathbf{r}$ .

В разделе 3.3 проведён анализ переноса углового момента посредством механизма Экмановской накачки, характерного для задач с малыми числами Экмана  $E = \nu/\Omega r_c^2$  ( $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости,  $r_c$  – радиус внутренней границы коры) [20]. При  $E \ll 1$  и отсутствии стратификации жидкости, вязкость оказывается важна только в тонком приграничном слое. В основном объёме ядра угловой момент переносится полоидальными течениями. В разделе 3.3 получено и проанализировано выражение для поля скоростей  $\mathbf{u}$ . В этом же разделе вычислены коэффициенты  $S_2$  и  $S_3$ , описывающие данный механизм. Они оказываются равными

$$S_2 = \frac{8\pi \rho^{(b)} r_c^5}{5 I_{core}} E^{1/2}, \quad S_3 = \frac{40\pi \rho^{(b)} r_c^5}{21 I_{core}} E^{1/2}. \quad (9)$$

Здесь  $\rho^{(b)} = 1.5 \times 10^{14}$  г см<sup>-3</sup> – плотность вещества на границе коры и ядра.

В разделе 3.4 проанализированы эффекты, к которым приводит стратификация состава вещества ядра НЗ. В реальных нейтронных звёздах величина  $y$  меняется с глубиной. Это приводит к появлению дополнительной силы  $\mathbf{f}_b = -(\mu_n^{(1)} - \mu_c^{(1)})\nabla y^{(0)}$  в правой части уравнения (7). Разность химических потенциалов создаётся течением и подавляется ядерными реакциями (урка-процессами). Поскольку эти реакции очень медленные, радиальные течения в квазистационарном режиме оказываются сильно подавленными. А следовательно, подавленным оказывается и механизм Экмановской накачки [21]. В такой ситуации угловой момент из глубины ядра в кору может переноситься только с помощью вязких натяжений. В разделе 3.4 получено решение системы уравнений (7)-(8) с подавленной радиальной компонентой скорости  $\mathbf{u}$ . С использованием полученного решения вычислены коэффициенты  $S_2$  и  $S_3$ , которые оказываются равными

$$S_2 = S_3 = \frac{8\pi \rho^{(b)} r_c^5}{3\sqrt{2} I_{core}} E^{1/2}. \quad (10)$$

Таким образом, они вновь оказываются пропорциональны корню из числа Экмана, хотя численные коэффициенты отличаются от полученных в разделе 3.3.

Раздел 3.5 посвящён учёту сверхтекучести нейтронов в ядре НЗ. При наличии сверхтекучести нейтронов возникает дополнительное поле скоростей  $\mathbf{u}_s$ ,

описывающее течение нейтронного конденсата [22]. Гидродинамика становится двухжидкостной и ограничение на радиальное течение снимается. Следовательно, снова становится возможной Экмановская накачка. Вторичное течение, однако, возникает только в заряженной компоненте, т.к. нейтронный конденсат не обладает сдвиговой вязкостью. В разделе 3.5 найдены поля скоростей компонент  $\mathbf{u}_c$  и  $\mathbf{u}_s$  для случая, когда нейтронная сверхтекучесть простирается вплоть до коры. Коэффициенты  $S_2$  и  $S_3$  в этой задаче совпадают с (9), с точностью до замены  $\rho^{(b)}$  на плотность заряженной компоненты на внутренней границе коры  $\rho_c^{(b)}$ . Другими словами, они оказываются примерно на порядок меньше. Кроме того, в разделе 3.5 приведены аргументы в пользу того, что до тех пор, пока область, занимаемая нейтронной сверхтекучестью не достигла коры, она вовсе не оказывает влияния на эволюцию вращения пульсаров. Следовательно, до тех пор, пока этого не произошло, взаимодействие коры и ядра описывается коэффициентами (10).

В разделе 3.6 представлены результаты интегрирования системы уравнений (4)-(6). Поскольку коэффициент вязкости, входящий в выражения (10), зависит от температуры, для замыкания системы уравнений требуется учитывать также тепловую эволюцию НЗ. Для моделирования тепловой эволюции был использован код, разработанный Гнединым, Яковлевым и Потехиным [23]. Для расчётов была взята легкая (наиболее медленно остывающая) нейтронная звезда с массой  $\approx 1M_\odot$ . В качестве уравнения состояния использовалось уравнение *APR I* [24]

Результаты расчётов для различных моделей внешнего электромагнитного момента сил  $\mathbf{K}$  приведены на рис. 3. Эволюционные кривые, полученные с учётом внутренней диссипации (нижний ряд рис. 3) очень сильно отличаются от кривых, полученных с использованием того же момента сил  $\mathbf{K}$  в приближении абсолютно твёрдой звезды (верхний ряд рис. 3). Временной масштаб эволюции угла наклона после учёта диссипации уменьшился примерно в  $I_*/I_{crust}$  раз, в то время, как темп замедления вращения остался тем же самым. Вследствие этого траектории в координатах  $P - \cos \chi$  стали гораздо более крутыми. Вне зависимости от выбора модели  $\mathbf{K}$ , полученные эволюционные кривые, по всей видимости, не позволяют объяснить имеющееся существенное количество пульсаров с большими периодами и конечными углами наклона. Примерно четверть известных пульсаров имеют периоды  $P \gtrsim 1$  с [1]. С другой стороны, пульсары практически не рождаются с такими большими периодами [28]. Это означает, что эти пульсары при рождении вращались гораздо быстрее и замедлились до нынешнего состояния, сохраняя при этом конечный угол наклона. Однако представленные в нижнем ряду рис. 3 кривые в области больших периодов представляют собой практически вертикальные линии. По-видимому, единственная возможность привести предлагаемую модель в согласие с наблюдательными данными состоит в том, что направление магнитного момента не совпадает с главными осями инерции НЗ. В этом случае после затухания прецессии будет сохраняться конечный угол наклона.

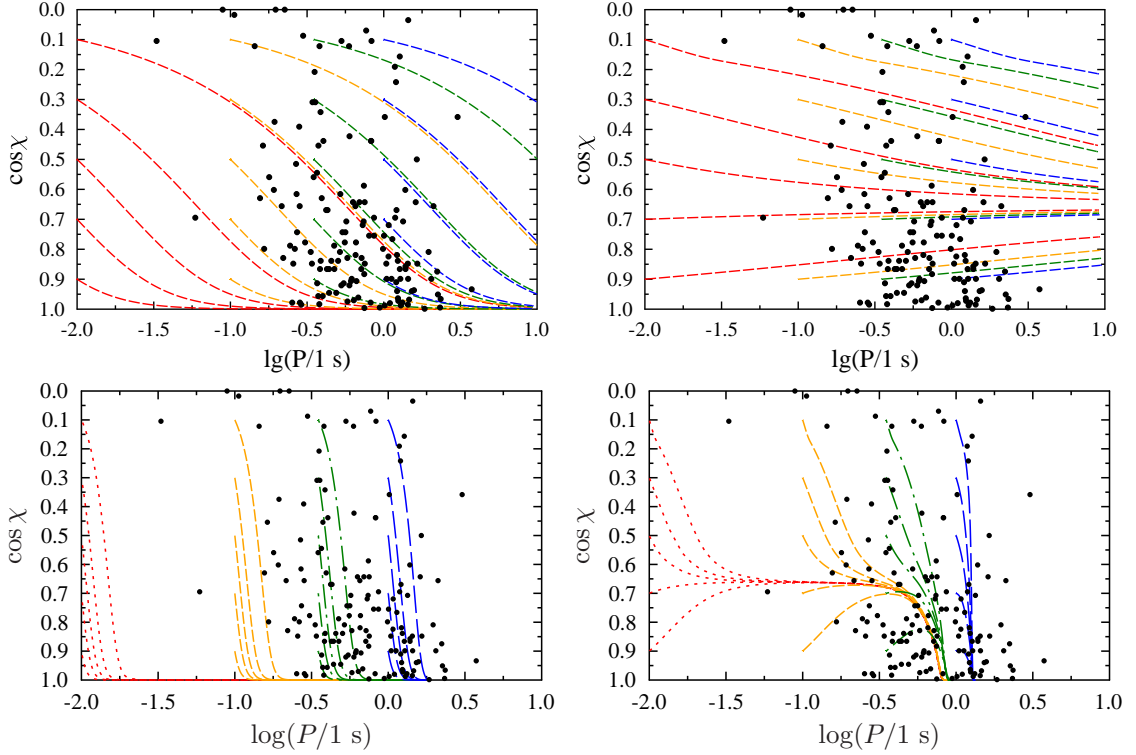


Рис. 3: Эволюционные кривые в координатах  $\cos \chi - P$  для пульсаров с различными начальными периодами и углами наклона, испытывающих на себе действие момента сил, предложенного в работе [25] (левый столбец) и в работе [26] с параметром недипольности  $\nu_{nd} = 0.5$  (правый столбец) Верхний ряд – приближение твёрдой звезды, нижний ряд – решение уравнений (4)-(6) с коэффициентами (10) Наблюдательные значения для 149 пульсаров [27] показаны точками.

В четвёртой главе «Вращение нейтронных звёзд с замагниченным ядром» в квазистационарном приближении исследована эволюция вращения НЗ в предположении, что заряженная компонента, а вместе с ней и нормальные нейтроны, жёстко связана с корой магнитным полем. Эффект, таким образом, создаётся сверхтекучими нейтронами, слабо взаимодействующими с остальным веществом ядра НЗ. Результаты этой главы опубликованы в работах [A1, A2, A3, A4].

В разделе 4.1 дан обзор работ, посвящённых магнитному взаимодействию коры и ядра НЗ.

В разделе 4.2 получена система уравнений для поля скоростей сверхтекучих нейтронов  $\mathbf{u}_s$ , найдено решение этой системы и вычислены коэффициенты  $S_2$  и  $S_3$ . Полученные для коэффициентов выражения имеют вид

$$S_2 = \frac{I_c}{I_{core}}, \quad S_3 = \frac{8\pi}{3I_{core}} \int_{r_{s1}}^{r_{s2}} \sigma \rho_s r^4 dr. \quad (11)$$

Здесь  $I_c$  – сумма моментов инерции заряженной компоненты и нормальных нейтронов,  $\rho_s$  – плотность сверхтекучих нейтронов,  $\sigma$  – безразмерный параметр, описывающий силу трения вихревых нитей Фейнмана-Онзагера о заря-

женную компоненту ядра НЗ, интегрирование производится по области, занимаемой сверхтекучими нейтронами.

В разделе 4.3 представлены результаты интегрирования системы уравнений (4)-(6) с коэффициентами (11). Для получения численных значений этих коэффициентов требуется знать профиль  $\rho_s(r)$  и величину  $\sigma$ . Для этого, в свою очередь, требуется знать зависимости критических температур нейтронов  $T_{cn}$  и протонов  $T_{cp}$  от плотности вещества  $\rho$ . К сожалению, эти зависимости плохо поддаются вычислению. Кривые, полученные разными авторами, могут очень существенно отличаться друг от друга [29]. Как следствие, сильно может различаться количество сверхтекучих нейтронов в ядре. В диссертации в качестве примеров были рассмотрены две существенно различные модели  $T_{cn}(\rho)$ . Для вычисления кривых остывания, как и в предыдущей главе, использовался код, разработанный Гнединым, Яковлевым и Потехиным [23]. Для расчётов бралась нейтронная звезда с типичной массой  $\approx 1.35M_\odot$  и уравнение состояния APR I. При вычислении коэффициента  $\sigma$  предполагалось, что наиболее эффективным является механизм взаимного трения, предложенный в работе [22].

Примеры эволюционных кривых, полученных в главе 4 представлены на рис. 4. В верхнем ряду рисунка, как и в главе 3, пульсары слишком быстро оказываются в состоянии соосного ротатора. В то же время кривые, представленные в нижнем ряду того же рисунка, мало отличаются от кривых, полученных в приближении абсолютно твёрдой звезды (см. верхний ряд рис. 3). Таким образом, эволюция угла наклона пульсаров оказывается чувствительной к выбору модели  $T_{cn}(\rho)$ . Следовательно, результаты, полученные в главе 4, могут быть использованы для наблюдательных ограничений на модели нейтронной сверхтекучести в ядрах НЗ.

В **Заключении** сформулированы основные результаты диссертации, состоящие в следующем.

1. Мелкомасштабные магнитные поля нейтронных звёзд могут давать вклад в аномальный момент, сравнимый с вкладом дипольного поля. Это может приводить к тому, что угол между магнитным моментом и осью вращения будет осциллировать с периодом прецессии, вызываемой аномальным моментом.
2. При учёте влияния диссипации вращательной энергии в ядрах нейтронных звёзд на эволюцию их вращения модель с немагнитным ядром может быть совместима с наблюдениями только в случае, если нейтронная звезда представляет собой трёхосный эллипсоид и её магнитный момент не параллелен ни одной из главных осей инерции.
3. В рамках предложенной модели эволюции вращения нейтронных звёзд с замагнитным ядром лучше согласуются с наблюдениями теории нейтронной сверхтекучести, дающее небольшое количество сверхтекучих нейтронов в ядре.

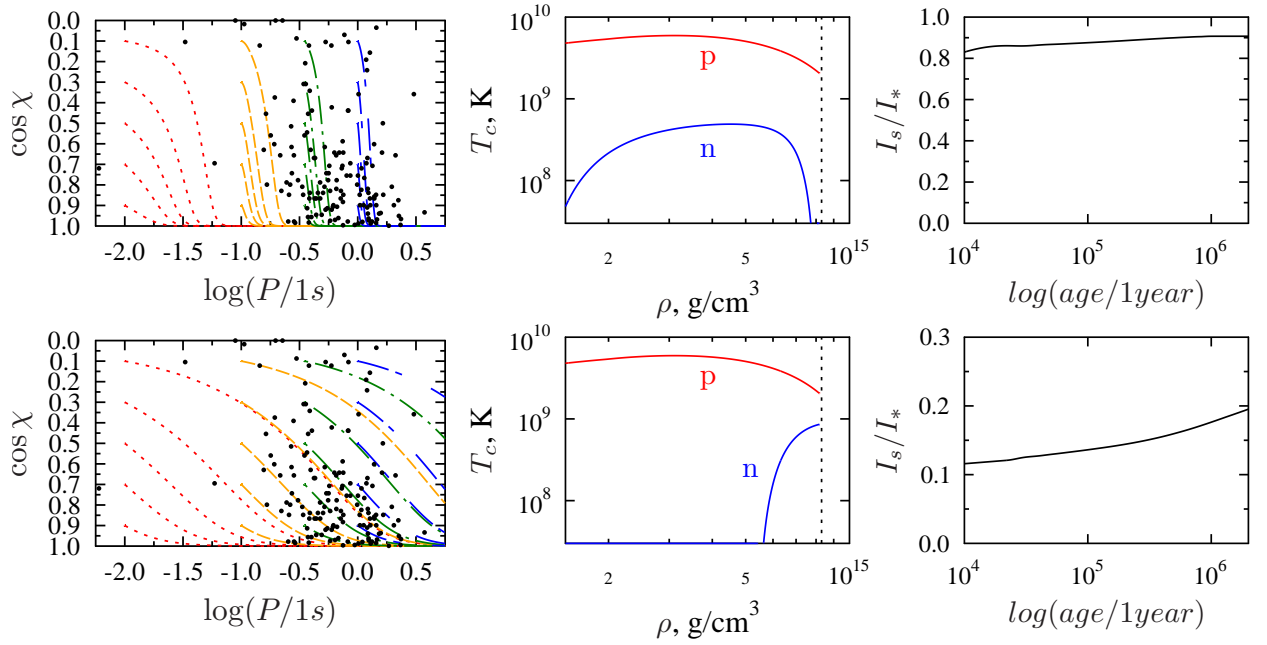


Рис. 4: В верхнем ряду показаны эволюционные кривые в координатах  $P - \cos \chi$  пульсаров, испытывающих на себе действие внешнего момента сил из работы [25] (левая панель). Также показаны кривые критических температур, в качестве которых использовались аппроксимации Хо и др. [30] результатов, полученных в работах [31, 32] (средняя панель), и зависимость отношения  $I_s/I_*$  от времени (правая панель). Наблюдательные значения периодов и углов наклона для 149 пульсаров [27] показаны на левой панели точками. В нижнем ряду показано то же, что в верхнем, но для модели нейтронной сверхтекучести из работы [33, модель (a)].

## Список работ, опубликованных по теме диссертации

- [A1] Barsukov D. P., Goglichidze O. A., Tsygan A. I. The Evolution of the Angle Between the Magnetic Moment and the Rotation Axis of Radio Pulsars with the Small-Scale Magnetic Field and the Superfluid Core // *Electromagnetic Radiation from Pulsars and Magnetars* / Ed. by W. Lewandowski, O. Maron, J. Kijak. Vol. 466 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. 2012. — December. P. 219.
- [A2] Барсуков Д. П., Гогличидзе О. А., Цыган А. И. Влияние мелкомасштабного магнитного поля на эволюцию угла между магнитным моментом и осью вращения радиопульсаров сверхтекучим ядром // *Астрон. Журнал*. 2013. — January. Т. 90. С. 26–39.
- [A3] Barsukov D. P., Goglichidze O. A., Tsygan A. I. The spin evolution of neutron stars with the superfluid core // *MNRAS*. 2013. — June. Vol. 432. P. 520–529.
- [A4] Barsukov D. P., Goglichidze O. A., Tsygan A. I. The influence of core superfluidity on the neutron stars long-term rotation evolution // *Journal of Physics*

Conference Series. 2013. — August. Vol. 461, no. 1. P. 012012.

- [A5] Barsukov D. P., Goglichidze O. A., Tsygan A. I. The long-term rotation dynamics of neutron stars with differentially rotating unmagnetized core // MNRAS. 2014. — October. Vol. 444. P. 1318–1333.
- [A6] Barsukov D. P., Goglichidze O. A., Tsygan A. I. The spin evolution of the pulsars with non-rigid core // Journal of Physics Conference Series. 2014. — March. Vol. 496, no. 1. P. 012013.
- [A7] Goglichidze O. A., Barsukov D. P., Tsygan A. I. Magnetic field inertia and rotation dynamics of radio pulsars // MNRAS. 2015. — August. Vol. 451. P. 2564–2574.

## Список литературы

- [1] Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue // Astron. J. 2005. — April. Vol. 129. P. 1993–2006.
- [2] Haensel P., Yakovlev D. G., Potekhin A. Y. Neutron Stars 1 : Equation of State and Structure. New York: Springer, 2007. ISBN: 0387335439.
- [3] Steiner A. W., Lattimer J. M., Brown E. F. The Neutron Star Mass-Radius Relation and the Equation of State of Dense Matter // ApJ. 2013. — March. Vol. 765. P. L5.
- [4] Yakovlev D. G., Gnedin O. Y., Kaminker A. D., Potekhin A. Y. Theory of cooling neutron stars versus observations // 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More / Ed. by C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, V. M. Kaspi. Vol. 983 of American Institute of Physics Conference Series. 2008. — February. P. 379–387.
- [5] Link B. Thermally Activated Post-glitch Response of the Neutron Star Inner Crust and Core. I. Theory // ApJ. 2014. — July. Vol. 789. P. 141.
- [6] Melrose D. B. Plasma processes in pulsar magnetospheres // IAU Symposium / Ed. by A. Bonanno, E. de Gouveia Dal Pino, A. G. Kosovichev. Vol. 274 of IAU Symposium. 2011. — June. P. 208–213.
- [7] Beskin V. S., Gurevich A. V., Istomin I. N. The electrodynamic of a pulsar magnetosphere // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. 1983. — August. Vol. 58. P. 235–253.
- [8] Davis L., Goldstein M. Magnetic-Dipole Alignment in Pulsars // ApJ. 1970. — February. Vol. 159. P. L81–L86.



- [9] Melatos A. Radiative precession of an isolated neutron star // MNRAS. 2000. — April. Vol. 313. P. 217–228.
- [10] Sanwal D., Pavlov G. G., Zavlin V. E., Teter M. A. Discovery of Absorption Features in the X-Ray Spectrum of an Isolated Neutron Star // ApJ. 2002. — July. Vol. 574. P. L61–L64.
- [11] Urpin V., Gil J. Convection in protoneutron stars and the structure of surface magnetic fields in pulsars // A&A. 2004. — February. Vol. 415. P. 305–311.
- [12] Rheinhardt M., Konenkov D., Geppert U. The occurrence of the Hall instability in crusts of isolated neutron stars // A&A. 2004. — June. Vol. 420. P. 631–645.
- [13] Geppert U., Gil J., Melikidze G. Radio pulsar activity and the crustal Hall drift // MNRAS. 2013. — November. Vol. 435. P. 3262–3271.
- [14] Wasserman I. Precession of isolated neutron stars - II. Magnetic fields and type II superconductivity // MNRAS. 2003. — May. Vol. 341. P. 1020–1040.
- [15] Haskell B., Samuelsson L., Glampedakis K., Andersson N. Modelling magnetically deformed neutron stars // MNRAS. 2008. — March. Vol. 385. P. 531–542.
- [16] Mastrano A., Lasky P. D., Melatos A. Neutron star deformation due to multipolar magnetic fields // MNRAS. 2013. — September. Vol. 434. P. 1658–1667.
- [17] Good M. L., Ng K. K. Electromagnetic torques, secular alignment, and spin-down of neutron stars // ApJ. 1985. — December. Vol. 299. P. 706–722.
- [18] Beskin V. S., Zheltoukhov A. A. On the anomalous torque applied to a rotating magnetized sphere in a vacuum // Physics Uspekhi. 2014. — August. Vol. 57. P. 865–873.
- [19] Casini H., Montemayor R. Crust-Core Interactions and the Magnetic Dipole Orientation in Neutron Stars // ApJ. 1998. — August. Vol. 503. P. 374.
- [20] Гринспен Х. Теория вращающихся жидкостей. Ленинград: Гидрометеиздат, 1975.
- [21] Abney M., Epstein R. I. Ekman pumping in compact astrophysical bodies. // Journal of Fluid Mechanics. 1996. — April. Vol. 312. P. 327–340.
- [22] Alpar M. A., Langer S. A., Sauls J. A. Rapid postglitch spin-up of the superfluid core in pulsars // ApJ. 1984. — July. Vol. 282. P. 533–541.
- [23] Gnedin O. Y., Yakovlev D. G., Potekhin A. Y. Thermal relaxation in young neutron stars // MNRAS. 2001. — June. Vol. 324. P. 725–736.

- [24] Gusakov M. E., Kaminker A. D., Yakovlev D. G., Gnedin O. Y. The cooling of Akmal-Pandharipande-Ravenhall neutron star models // MNRAS. 2005. — October. Vol. 363. P. 555–562.
- [25] Philippov A., Tchekhovskoy A., Li J. G. Time evolution of pulsar obliquity angle from 3D simulations of magnetospheres // MNRAS. 2014. — July. Vol. 441. P. 1879–1887.
- [26] Barsukov D. P., Polyakova P. I., Tsygan A. I. Evolution of the angle between the magnetic moment and the rotation axis of radio pulsars // Astronomy Reports. 2009. — December. Vol. 53. P. 1146–1154.
- [27] Rankin J. M. Toward an empirical theory of pulsar emission. VI - The geometry of the conal emission region: Appendix and tables // ApJS. 1993. — March. Vol. 85. P. 145–161.
- [28] Igoshev A. P., Popov S. B. Neutron star's initial spin period distribution // MNRAS. 2013. — June. Vol. 432. P. 967–972.
- [29] Яковлев Д. Г., Левенфиш К. П., Шибанов Ю. А. Остывание нейтронных звезд и сверхтекучесть в их ядрах // Успехи физических наук. 1999. Т. 169, № 8. С. 825–868.
- [30] Ho W. C. G., Elshamouty K. G., Heinke C. O., Potekhin A. Y. Tests of the nuclear equation of state and superfluid and superconducting gaps using the Cassiopeia A neutron star // Phys. Rev. C. 2015. — January. Vol. 91, no. 1. P. 015806.
- [31] Elgarøy Ø., Engvik L., Hjorth-Jensen M., Osnes E. Model-space approach to  $^1S_0$  neutron and proton pairing in neutron star matter with the Bonn meson-exchange potentials // Nuclear Physics A. 1996. — February. Vol. 604. P. 466–490.
- [32] Elgarøy Ø., Engvik L., Hjorth-Jensen M., Osnes E. Triplet pairing of neutrons in  $\beta$ -stable neutron star matter // Nuclear Physics A. 1996. — February. Vol. 607. P. 425–441.
- [33] Shternin P. S., Yakovlev D. G., Heinke C. O. et al. Cooling neutron star in the Cassiopeia A supernova remnant: evidence for superfluidity in the core // MNRAS. 2011. — March. Vol. 412. P. L108–L112.