

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Ким Виталий Юрьевич

**Ротационная эволюция нейтронных звезд  
в газовой среде с магнитным полем**

01.03.02 - Астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Ихсанов Назар Робертович

г. Санкт-Петербург - 2018

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Список иллюстраций</b>	<b>4</b>
<b>Список таблиц</b>	<b>6</b>
<b>Введение</b>	<b>7</b>
Актуальность темы . . . . .	7
Цель исследования . . . . .	8
Научная новизна . . . . .	8
Научная и практическая значимость . . . . .	9
Апробация работы . . . . .	10
Публикации по результатам работы в журналах, рекомендуемых ВАК	12
Прочие публикации . . . . .	13
Личный вклад автора диссертации . . . . .	13
Структура и объем диссертации . . . . .	13
Краткое содержание диссертации . . . . .	13
Основные положения, выносимые на защиту . . . . .	19
<b>Глава 1. Обобщенный сценарий аккреции из звездного ветра в массивных рентгеновских двойных системах</b>	<b>21</b>
§ 1.1 Классификация пульсирующих рентгеновских источников . . . . .	21
§ 1.2 Рентгеновские пульсары в массивных двойных системах . . . . .	24
§ 1.3 Ротационная эволюция рентгеновских пульсаров . . . . .	27
§ 1.3 Сценарий аккреции в МРДС . . . . .	30
§ 1.5 Обобщенный момент сил, приложенный к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока . . . . .	40
§ 1.6 Эффективность крутящих моментов в рамках различных приближений аккреции . . . . .	45

§ 1.7 Равновесные периоды пульсаров в рамках различных приближений аккреции . . . . .	49
Выводы Главы 1 . . . . .	55
<b>Глава 2. Параметры звездного ветра в рентгеновских двойных системах</b>	<b>57</b>
§ 2.1 Параметры рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 . . . . .	59
§ 2.2 Оценка относительной скорости ветра . . . . .	63
§ 2.3 Эпизодические локальные вариации периода ОАО 1657-415 . . . . .	63
§ 2.4 Магнитное поле звездного ветра . . . . .	65
Выводы Главы 2 . . . . .	70
<b>Глава 3. Происхождение и современное состояние изолированного рентгеновского пульсара 1E161348-5055</b>	<b>72</b>
§ 3.1 Наблюдаемые характеристики 1E161348-5055 . . . . .	72
§ 3.2 Эволюционный статус 1E161348-5055 . . . . .	75
§ 3.3 Аккреционные приближения 1E161348-5055 . . . . .	77
§ 3.4 Происхождение изолированного рентгеновского пульсара 1E161348-5055 . . . . .	79
Выводы Главы 3 . . . . .	87
<b>Заключение</b>	<b>89</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений</b>	<b>91</b>
<b>Список литературы</b>	<b>92</b>
<b>Приложения</b>	<b>131</b>

## Список иллюстраций

№		стр.
1	Эволюция периода квазистационарного рентгеновского пульсара GX 301-2 и его изменение потока рентгеновского излучения в диапазоне 12 – 50 кэВ по наблюдениям рентгеновского телескопа "Fermi GMB" в период 2008-2015гг.	29
2	Эволюция периода с момента открытия и по 2015 г. транзитного рентгеновского пульсара A0535 + 262 по наблюдениям рентгеновских и гамма обсерваторий : "Ginga", "Compton", "Fermi GMB".	30
3	Схематическое изображение ветровой аккреции в МРДС	32
4	Схематическое изображение приближения магнитолевитационной аккреции на нейтронную звезду	37
5	Схематическое изображение взаимодействия сферы радиуса $r_m$ и вязкой среды	43
6	Диаграмма $P_s - P_{orb}$ галактической популяции пульсаров в МРДС. Пунктирные линии ограничивают максимальный и минимальный равновесный период для соответствующих параметров	55
7	Эволюция периода с момента открытия и по 2015 г. квазистационарного рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 по наблюдениям рентгеновских и гамма обсерваторий : "HEAO-1", "Temna", "Ginga", "Einstein", "Integral", "Fermi GMB".	60

- 8 Эволюция периода квазистационарного рентгеновского пульса- 61  
ра ОАО 1657-415 и его изменение потока рентгеновского излу-  
чения в диапазоне 12 – 50 кэВ по наблюдениям рентгеновского  
телескопа "Fermi GBM" в период 2008-2015гг.
- 9 График зависимости характеристических скоростей от  $\beta$ - 68  
параметра звездного ветра массивной компоненты

## Список таблиц

№		стр.
1	Наблюдаемые темпы торможения некоторых квазистационарных пульсаров $\dot{\nu}_{sd}^{(obs)}$	29
2	Оценка верхнего предела радиуса магнитосферы нейтронной звезды по наблюдаемым темпам торможения	47
3	Эпизодические увеличения периода пульсаров с темпом $\dot{\nu}_{sd}^{(obs)}$ в сравнение с верхними пределами теоретических оценок в рамках различных аккреционных приближений.	49
4	Сравнение наблюдаемых периодов квазистационарных пульсаров $P_s$ и равновесных $P_{eq}^{(kd)}$ в случае аккреции из Кеплерова диска и $P_{eq}^{(qsp)}$ при квазисферической аккреции	51
5	Локальные наблюдаемые темпы изменений частоты вращения квазистационарного рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 в период 54694-57034 MJD	62
6	Схематическое изображение возможных сценариев происхождения изолированного рентгеновского пульсара 1E 161348-5055	81
7	Каталог галактической популяции квазистационарных пульсаров в МРДС	132
8	Каталог галактической популяции транзиентных пульсаров в МРДС	135

## Введение

### Актуальность темы

Стремительное развитие наблюдательной базы рентгеновской астрономии в течение двух последних десятилетий, способствовали существенному увеличению точности и объема информации о рентгеновских пульсарах. Сравнение данных, полученных в отношении ротационной эволюции этих объектов, с предсказаниями теорий, сформулированных в течение второй половины прошлого века, выявили ряд несоответствий, избежать которые путем исключительно уточнения параметров теоретической модели, затруднительно. В частности, было обнаружено, что крутящий момент, приложенный к нейтронной звезде, проявляющей себя как аккрецирующий рентгеновский пульсар, в целом ряде случаев существенно превосходит максимальную величину этого параметра, ожидаемую в ранее предложенных моделях ротационной эволюции. Единичные случаи такого несоответствия были известны еще на заре становления наблюдательной рентгеновской астрономии. Новые наблюдения обнаружили, однако, систематический характер такого противоречия, что делает актуальным пересмотр принципов и предположений, лежащих в основе существующих сценариев аккреции. Особо принципиальным выступает вопрос о полноте и последовательности учета в аккреционных моделях собственного магнитного поля аккреционного потока [1] - [7]. Результаты, проводившихся ранее исследований процессов аккреции на черные дыры [3, 4, 5] указывают на принципиальную новизну модели, в которой поток плазмы, падающий на черную дыру, обладает достаточно сильным собственным магнитным полем. Параметры и сама структура потока в таких моделях существенно отличаются от ожидаемых в рамках традиционных сценариев квазисферической аккреции и аккреции из Кеплерова диска. Вследствие этого, проверка возможности реализации

и последствий такого сценария в рентгеновских пульсарах, предпринятая в настоящей работе, является естественным и актуальным этапом исследования свойств аккрецирующих рентгеновских источников.

### **Цель исследования**

Основная цель данной работы состоит в установлении причин несоответствия между выводами теории и результатами наблюдений в отношении величины крутящего момента, приложенного со стороны аккреционного потока к аккрецирующим рентгеновским пульсарам. Для достижения этой цели мы прежде всего обратились к вопросу о том, связано ли расхождение в величине ожидаемого и наблюдаемого крутящего момента с неточностью определения значений параметров исследуемых объектов или это следствие чрезмерной упрощенности самих моделей, на основе которых ранее были выполнены оценки значения крутящего момента. Поиск ответа на этот вопрос имел своей целью также и совершенствование предложенных к настоящему времени моделей аккреции, путем расширения их в плане учета современной информации о величинах магнитных полей массивных звезд раннего спектрального класса. Целью работы, в частности, был ответ на вопрос о схожести и отличиях проявлений аккрецирующих нейтронных звезд, погруженных в среду с сильным и слабым магнитным полем. Практической целью наших исследований являлась интерпретация наблюдаемых проявлений и построение картины эволюции одиночного рентгеновского пульсара 1E161348-5055, обладающего сверхдлинным периодом 6.7 часа, и рентгеновского пульсара в массивной двойной системе ОАО 1657-415, демонстрирующего сложную по структуре быструю ротационную эволюцию.



## Научная новизна

Принципиальная новизна представленного исследования обусловлена оригинальностью модели обобщенного сценария аккреции, лежащей в его основе, в которой помимо стандартного набора параметров учитывается также собственное магнитное поле аккреционного потока. Нами показано, что условия, при которых влияние собственного магнитного поля на структуру и параметры аккреционного потока оказывается значительным, могут выполняться в большинстве наблюдаемых массивных рентгеновских двойных системах. Это открывает новые возможности объяснения пекулярной эволюции периода, наблюдаемой у некоторых рентгеновских пульсаров в этих системах. В частности:

- Исследование сценария ветровой аккреции выполнено в рамках обобщенного подхода, учитывающего влияние собственного магнитного поля аккреционного потока на картину аккреции. Это позволило наряду с традиционными приближениями квазисферической аккреции и аккреции из Кеплерова диска рассмотреть сценарий магнито-левитационной аккреции на нейтронные звезды с сильным магнитным полем.
- Предложена оригинальная методика оценки величины магнитного поля в звездном ветре массивного компонента рентгеновской двойной системы по наблюдаемой ротационной эволюции входящего в ее состав аккреционного рентгеновского пульсара.
- Предложен сценарий формирования одиночного аккрецирующего рентгеновского пульсара на заключительном этапе эволюции массивной двойной системы, распадающейся вследствие второй вспышки сверхновой.

### Научная и практическая значимость

1. Предложенная схема классификации аккреционных структур, реализуемых в зависимости от параметров рентгеновских двойных систем, может быть использована при моделировании эволюции массивных двойных систем и определении численности популяции массивных звезд, обладающих сильным магнитным полем.
2. Разработанный алгоритм диагностики звездного ветра массивного компонента рентгеновской двойной системы по наблюдаемым характеристикам рентгеновского источника расширяет возможности исследования структуры и физических параметров оболочек массивных звезд.
3. Сценарий образования изолированных рентгеновских пульсаров с аномально большими периодами в результате эволюции массивных двойных систем указывает на возможные особенности взрыва сверхновой, способствующие построению модели этого явления.

### Апробация работы

Результаты, представленные в диссертации докладывались на следующих семинарах и конференциях:

- 4-ая Пулковская молодежная конференция (всероссийская) (сентябрь 2012г. ГАО РАН) Устный доклад: "О природе пульсара 1E 161348-5055"
- Международная конференция COSPAR Symposium "Cosmic magnetic fields: Legacy of A.V. Severny", (2-6 сентября 2013, КрАО, Крым). Постерный доклад: "Origin and appearance of superpropellers" (соавторы: Н.Р. Ихсанов и Н.Г.Бескровная)
- Молодежный семинар ГАО РАН "Удивительный пульсар 1E 161348-5055" (30 октября 2013г.)

- 5-ая Пулковская молодежная конференция (9-12 июня 2014г. ГАО РАН)  
Устный доклад: "Образование одиночных рентгеновских пульсаров с аномально долгим периодом" (соавторы: Н.Р. Ихсанов)
- Международная конференция "Physics of neutron stars - 2014" (г. Санкт-Петербург, ФТИ им. Иоффе). Постерный доклад: "Evidence for magnetolevitation accretion in the 6.7h isolated X-ray pulsar 1E 161348-5055" (соавторы: Н.Р. Ихсанов, Н.Г. Бескровная, Л.А. Пустильник)
- Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра"(22-25 декабря 2014г., г. Москва, ИКИ РАН). Стендовый доклад: "Происхождение изолированного пульсара 1E161348-5055 со сверхдолгим периодом  $P = 6.7$  часа" (соавторы: Н.Р. Ихсанов, Н.Г. Бескровная, Л.А. Пустильник)
- Международная конференция "Radiation mechanisms of astrophysical objects: classics today", (21-25 сентября 2015, г. Санкт-Петербург, СПбГУ). Постерный доклад "Origin of the isolated neutron star with anomalously long period 6.7 hr." (соавторы: Н.Р. Ихсанов, Н.Г. Бескровная, Л.А. Пустильник)
- Молодежная конференция "Физика", (г. Санкт-Петербург, ФТИ им. Иоффе). Постерный доклад: "О происхождении изолированного рентгеновского пульсара 1E161348-5055, с периодом 6.7 часа" (соавторы: Н.Р. Ихсанов, Н.Г. Бескровная, Л.А. Пустильник)
- Всероссийская конференция "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра" (21-24 декабря 2015г., г. Москва, ИКИ РАН). Постерный доклад: "Галактические рентгеновские пульсары" (соавтор: Н.Р. Ихсанов)
- 6-ая Пулковская молодежная конференция (6-8 июня 2016г., ГАО РАН)  
Устный доклад: "Исследование параметров звездного ветра массивных компаньонов рентгеновских пульсаров" (соавтор: Н.Р. Ихсанов)

- Международная конференция "Физика звезд: от коллапса до коллапса", (2-8 октября 2016г., пос. Нижний Архыз, САО РАН). Постерный доклад: "Параметры звездного ветра в рентгеновских двойных системах" (соавтор: Н.Р. Ихсанов)
- Молодежная конференция "Физика", (1-3 ноября 2016г., г. Санкт-Петербург, ФТИ им. Иоффе). Постерный доклад: "Исследование параметров звездного ветра массивного компаньона рентгеновского пульсара ОАО 1657-415" (соавтор: Н.Р. Ихсанов)
- Международная конференция "Physics of neutron stars - 2017" (10-14 июля 2017г., г. Санкт-Петербург, ФТИ им. Иоффе). Постерный доклад: "What can we learn about stellar magnetization by studying unique spin evolution of the X-ray pulsar ОАО 1657-415" (соавтор: Н.Р. Ихсанов)

#### Публикации по результатам работы в журналах, рекомендуемых ВАК

Основные результаты по теме диссертации опубликованы в следующих статьях:

1. Ikhsanov N.R., Kim, V.Y., Beskrovnaya N.G., Pustil'nik L.A. A new look at the origin of the 6.67 hr period X-ray pulsar 1E 161348-5055 // *Astroph. and Space Sci.* - 2013. - **Vol.346**. - P.105-109.
2. Ихсанов Н.Р., Ким В.Ю., Бескровная Н.Г. Происхождение изолированных пульсаров с аномально долгим периодом // *Астрон. Журн.* - 2015. - **Т.92**. 29-37.
3. Kim, V.Y., Ikhsanov N.R. What can we learn about the stellar wind of massive stars from studying spin evolution of the X-ray pulsar ОАО1657-415 // *Journal of phys.: Conf. Ser.* - 2017. - **Vol.929**. - P.1-7.

4. Kim, V.Y., Ikhsanov N.R. Magnetization of stellar wind in the HMXB OAO1657-415 // ASP Conf. Ser. -2017. - **Vol.510**. - P.468-470.

#### **Прочие публикации**

1. Ким В.Ю, Ихсанов Н.Р О природе пульсара 1E 161348-5055 // Известия ГАО. - 2013. - **Т.221**. - с.159-165.
2. Ким В.Ю, Ихсанов Н.Р. Образование одиночных рентгеновских пульсаров с аномально долгим периодом // Известия ГАО. - 2015. - **Т.222**. - с.55-62.
3. Ким В.Ю, Ихсанов Н.Р. Исследование параметров звездного ветра массивных компаньонов рентгеновских пульсаров // Известия ГАО. - 2016. - **Т.224**. - с.65-74.

#### **Личный вклад автора диссертации**

Автор принимал непосредственное участие в постановке задач и их реализации, изложенных в вышеуказанных работах.

#### **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка сокращений, списка использованных источников (355 наименований) и 2 приложения. Объем работы составляет 140 страниц машинописного текста, включая приложение, список используемых источников, 9 рисунков и 8 таблиц.

#### **Краткое содержание диссертации**

Во **Введении** обсуждаются: актуальность и основные цели исследования, научная и практическая значимость решаемых проблем и новизна подходов и результатов. Приводятся сведения по апробации результатов работ,

представленных в диссертации, на конференциях, семинарах и симпозиумах. Также приведен список публикаций автора диссертации по теме исследований.

**Глава 1** посвящена обсуждению обобщенного сценария аккреции из звездного ветра в массивных рентгеновских двойных системах.

В **параграфе 1.1** изложена современная классификация пульсирующих рентгеновских источников, отождествленных с белыми карликами и нейтронными звездами. Приведены основные характеристики источников, составляющих выделенные к настоящему времени подклассы рентгеновских пульсаров.

В **параграфе 1.2** рассматриваются свойства пульсирующих источников, отождествленных с нейтронными звездами, в массивных рентгеновских двойных системах (МРДС) с ветровой аккрецией. Приведены параметры и основные физические характеристики Галактической популяции МРДС, отмечена их относительная многочисленность (70 известных источников), их классификация по характеру переменности потока рентгеновского излучения (квазистационарные пульсары и транзиенты). Рассмотрены статистические особенности каждого из подклассов, и выделена группа рентгеновских пульсаров в МРДС (25 источников) в которых магнитное поле нейтронной звезды оценено по наблюдению циклотронной линии в их рентгеновских спектрах.

В **параграфе 1.3** описываются наблюдаемые процессы ротационной эволюции рентгеновских пульсаров в МРДС. Указано, что у 44 пульсаров Галактической популяции МРДС были зафиксированы изменения периода осевого вращения. Отмечены глобальные тренды изменения периода, происходящие с темпом до  $|\dot{\nu}| < 10^{-13}$  Гц/с на масштабах времени от нескольких месяцев и вплоть до десятилетий. На фоне глобальных трендов присутствуют эпизоды хаотических вариаций периода с исключительно высоким темпом, достигая по абсолютной величине  $10^{-12}$  Гц/с, длящиеся от нескольких дней до нескольких месяцев. Формулируются основные теоретические принципы оценки темпа

обмена угловым моментом между нейтронной звездой и падающим на нее аккреционным потоком. Отмечается, что исследование ротационных процессов рентгеновских пульсаров в МРДС позволяет судить о свойствах аккреционного потока и реализуемом на нейтронную звезду сценарии аккреции.

В **параграфе 1.4** обсуждается обобщенный сценарий ветровой аккреции в МРДС при учете углового момента и магнитного поля в аккреционном потоке. Показано, что давление собственного магнитного поля в квазисферическом аккреционном потоке по мере его продвижения к нейтронной звезде увеличивается быстрее динамического давления. Из соотношений компонентов давления аккреционного потока приведены величины характеристических радиусов: Альвеновский радиус, радиус циркуляризации и радиус магнитной левитации. Показано, что в зависимости от соотношения этих величин, процесс аккреции на нейтронную звезду в интервале между радиусом Бонди и границей магнитосферы нейтронной звезды можно рассматривать в одном из трех приближений: магнито-левитационная аккреция (ML) [8], квазисферическая аккреция (QSp) [9, 10] или аккреция из Кеплерова диска (Kd) [11, 12, 13].

**Параграф 1.5** посвящен оценке крутящего момента сил, приложенного к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока. В первом приближении оценка крутящего момента получена путем решения модельной задачи о вращении сферы в вязкой среде [14, 15] и выполнено для случая, когда вязкое вещество, окружающее сферу имеет форму диска. Радиус магнитосферы в этом подходе фиксирован лишь балансом давления дипольного магнитного поля нейтронной звезды и внешнего давления, обусловленного аккреционным потоком, и в общем случае рассматривается как свободный параметр задачи.

В **параграфе 1.6** анализируются возможные преобразования формулы обобщенного момента сил для известных приближений аккреции. Показано, что преобразование этой формулы к тормозящему моменту сил позволяет провести

косвенную оценку верхнего предела радиуса магнитосферы нейтронной звезды по наблюдаемому темпу замедления ее осевого вращения [16]. Отмечено, что верхний предел радиуса магнитосферы нейтронных звезд, полученный по наблюдаемым темпам их осевого вращения, оказываются меньше Альвеновского радиуса. Показано, что величина крутящего момента сил возрастает с уменьшением радиуса магнитосферы нейтронной звезды. В случае реализации сценария ML-аккреции момент сил, приложенный со стороны аккреционного потока достигает своего максимального значения [16]. Приведена таблица наблюдаемых эпизодов увеличения периода пульсаров в сравнении с верхними пределами теоретических оценок в рамках различных аккреционных приближений. Показано, что наблюдаемые темпы существенно превышают ожидаемые в рамках немагнитных подходов, но хорошо согласуются с величиной крутящего момента, ожидаемого в сценарии ML-аккреции.

В **параграфе 1.7** рассматривается величина равновесного периода рентгеновских пульсаров в рамках различных приближений аккреции. Показано, что наблюдаемые периодов Галактической популяции рентгеновских пульсаров хорошо интерпретируются в рамках обобщенного сценария ветровой аккреции, при условии, что магнитное поле на поверхности нейтронной звезды находится в диапазоне  $10^{11} - 10^{13}$  Гс.

**Глава 2** посвящена исследованиям параметров звездного ветра в рентгеновских двойных системах на примере квазистационарного рентгеновского пульсара ОАО 1657-415.

В **параграфе 2.1** приводится описание характеристик рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 (далее ОАО 1657), который с момента открытия (1979 г.) демонстрирует монотонное ускорение своего осевого вращения со средним темпом  $\dot{\nu}_{\text{su}}^{(g)} \simeq (8.3 - 8.9) \times 10^{-13}$  Гц/с [17, 18]. Дополнительным свойством ротационной эволюции ОАО 1657 являются локальные хаотические вариации



периода, абсолютная величина которых в максимуме превосходит средний темп изменения периода в ходе глобального тренда ускорения примерно на порядок.

В параграфе 2.2 описывается методика оценки относительной скорости ветра. Показано, что монотонное глобальное ускорение осевого вращения нейтронной звезды в ОАО 1657 можно объяснить в рамках обобщенного сценария ветровой аккреции при условии, что относительная скорость движения нейтронной звезды в системе отсчета, связанной с окружающим ее звездным ветром в плоскости орбиты ограничено неравенством  $v_{\text{rel}} \leq v_0$ , где  $v_0 \simeq 270$  км/с

В параграфе 2.3 обсуждается возможная причина локальных хаотических вариаций периода осевого вращения ОАО 1657 в рамках существующих аккреционных приближений. Отмечается, что сценарии построенные на немагнитных приближениях аккреции, встречаются с трудностями при попытке объяснить высокий темп изменения периода пульсара ОАО 1657 в локальных эпизодах торможения и ускорения его осевого вращения. Указанные трудности удается преодолеть в рамках обобщенного сценария аккреции, учитывающего влияние собственного магнитного поля звездного ветра. Показано, что максимально возможная оценка темпа торможения в рамках приближения МЛ-аккреции  $\dot{\nu}_{\text{sd}}^{(\text{ml})}$  находится в хорошем согласии с наблюдаемыми эпизодами торможения. Предполагается, что захватываемый звездный ветер в окрестностях нейтронной звезды ОАО 1657 обладает магнитным полем, достаточным для образования МЛ-диска.

В параграфе 2.4 описывается предложенная нами методика диагностики параметров магнитного поля звездного ветра. На примере пульсара ОАО 1657 выполнена оценка напряженности магнитного поля на радиусе орбиты нейтронной звезды из анализа ее наблюдаемых характеристик [19, 20]. Показано, что для реализации наблюдаемых характеристик пульсара ОАО

1657 магнитное поле в звездном ветре на радиусе орбиты нейтронной звезды должно быть заключено в пределах:  $15 \text{ мГц} \leq B_{f0} \leq 70 \text{ мГц}$ . Это означает, что напряженность магнитного поля на поверхности массивного компонента ОАО 1657 не превосходит 10 Гс.

В **Главе 3** представлен анализ происхождения и современного состояния изолированного рентгеновского пульсара 1E 161348-5055 со сверхдолгим периодом 6.7 часа.

В **параграфе 3.1** приводится хронология исследования рентгеновского источника 1E 161348-5055 (далее 1E 1613), отождествленного с нейтронной звездой, располагающегося в остатке вспышки сверхновой RCW 103 [21], возраст которой оценен  $\sim 2000$  лет [22] и его основные наблюдаемые характеристики. Приводятся аргументы в пользу изолированного характера этого рентгеновского источника.

В **параграфе 3.2** рассматривается вопрос о текущем эволюционном статусе 1E 1613. Показано, что эта нейтронная звезда не может быть в состоянии эжектора или пропеллера, но с наибольшей вероятностью находится в состоянии аккретора. В рамках такого подхода 1E 1613 может рассматриваться как изолированная нейтронная звезда, аккрецирующая вещество из остаточного диска на свою поверхность в область магнитных полюсов.

В **параграфе 3.3** рассматриваются возможные аккреционные приближения 1E 1613 [23]. Показано, что сценарий аккреции из остаточного Кеплерова диска встречается с трудностями в объяснении сверхдлинного периода этого пульсара. описана рабочая гипотеза, в рамках которой, нейтронная звезда аккрецирует вещество из некеплерова остаточного диска, магнитное поле которой находится в интервале  $10^{10} \text{ Гс} \leq B_{\text{ns}} \leq 10^{12} \text{ Гс}$ .

В **параграфе 3.4** обсуждаются возможные сценарии происхождения 1E 1613. Представлены два возможных варианта образования этого объекта [24]. В

частности, исследуется гипотеза, в которой 1E 1613 является старой нейтронной звездой, сформированной в момент первой вспышки сверхновой в двойной системе. В состояние изолированного пульсара она перешла, пройдя долгий путь эволюции от эжектора до аккретора (за время несколько миллионов лет) в момент второй вспышки сверхновой, обусловленной коллапсом ядра ее массивного компаньона [25]. Это событие (вторая вспышка сверхновой) привело к распаду системы [26], и старая нейтронная звезда перешла в изолированное состояние, оставаясь погруженной в остаток вспышки сверхновой ее компаньона, наблюдаемого в настоящую эпоху в форме туманности RCW 103. Показано, что массы захватываемого нейтронной звездой вещества из расширяющейся газовой туманности (остатка вспышки) вполне достаточно для формирования остаточного ML-диска, поддерживающего в случае 1E 1613 процесс аккреции в течение более 2000 лет.

В **Заключении** приведены основные выводы диссертационной работы.

В **приложениях** приведен каталог Галактической популяции пульсаров в МРДС.

#### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. Оценка величины крутящего момента, приложенного к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока на границе ее магнитосферы произвольного радиуса. Интервал допустимых значений темпа изменения периода рентгеновских пульсаров в массивных рентгеновских двойных системах с ветровой аккрецией.
2. Методика оценки параметров звездного ветра массивного компонента рентгеновской двойной системы по наблюдаемым параметрам излучения рентгеновского пульсара. Результаты апробации этой методики для случая рентгеновского пульсара ОАО 1657-415.

3. Сценарий формирования долгопериодических изолированных рентгеновских пульсаров на заключительной стадии эволюции рентгеновской двойной системы. Результат апробации этого сценария для изолированного рентгеновского пульсара 1E 161348-5055 с периодом 6.7 часа.

## Глава 1. Обобщенный сценарий аккреции из звездного ветра в массивных рентгеновских двойных системах

### § 1.1 Классификация пульсирующих рентгеновских источников

Большинство известных на сегодня рентгеновских источников, в излучении которых наблюдаются регулярные пульсации, отождествлены с вырожденными компактными звездами (белыми карликами и нейтронными звездами). Периодические изменения интенсивности рентгеновского излучения этих звезд связаны, как правило, с их осевым вращением, модулирующим пульсации, и достаточно сильным магнитным полем, которое оказывает влияние на характер движения вещества вблизи звезды и приводит к неоднородному распределению температуры по ее поверхности [27].

Практически все белые карлики, являющихся источниками регулярных рентгеновских пульсаций, отождествлены с маломассивными двойными системами и входят в подкласс магнитных Взрывных (катаклизмических) переменных. Компаньоном белого карлика в этих системах является звезда позднего (К/М) спектрального класса, находящаяся на Главной последовательности или вблизи нее [28]. Пульсирующее рентгеновское излучение Взрывных переменных обычно (за исключением двух источников, кратко упомянутых ниже) имеет аккреционную природу, т.е. возникает вследствие падения (аккреции) вещества на поверхность белого карлика. Темп аккреции, оцениваемый по наблюдаемой светимости этих объектов, как правило находится в интервале  $10^{-11}$  —  $10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , что существенно выше темпа потери массы звездой позднего спектрального класса в форме звездного ветра (для Солнца  $\sim 10^{-14} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  [29]). Наблюдаемый темп обмена массой в этих системах достигается вследствие заполнения нормальной звездой своей полости Роша. При этом, вещество покидает звезду с высоким темпом в форме струи, текущей через первую точку

Лагранжа L1 в полость Роша белого карлика. В рамках такого сценария в системе может возникнуть каналированная (“Поляры”) или дисковая (“Промежуточные поляры”) аккреция, в результате которой аккрецируемое вещество неизменно достигает поверхности белого карлика в области его магнитных полюсов [30]. Исключениями из этой картины на сегодняшний день являются лишь два объекта, AE Водолея и AR Скорпиона. Белые карлики в этих источниках отличаются быстрым осевым вращением и сильным магнитным полем. Вследствие этого они в настоящую эпоху находятся в состоянии эжектора и быстро теряют свою вращательную энергию в соответствии с формулой для магнито-дипольных потерь. Вещество, взаимодействуя с сильным магнитным полем этих быстро вращающихся белых карликов, покидает систему преимущественно в форме ускоренных частиц и потоков плазмы [31, 32, 33].

Палитра пульсирующих рентгеновских источников, отождествленных с нейтронными звездами, отличается бóльшим многообразием. Прежде всего, среди этих источников встречаются как одиночные (изолированные) нейтронные звезды, так и нейтронные звезды, входящие в состав тесных двойных систем. Изолированные рентгеновские пульсары в настоящее время принято классифицировать следующим образом:

- “классические” радиопулсары, излучение которых наблюдается также в рентгеновском диапазоне [34, 35]. К настоящему времени известно около 60 источников этого класса [36];
- аномальные рентгеновские пульсары (Anomalous X-Ray pulsars, AXP) и источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (Soft gamma-repeaters, SGR) [37, 38], вместе насчитывающие более 30 объектов [39];
- компактные рентгеновские источники в остатках вспышек сверхновых (Compact central objects, CCO), популяция которых уже превысила 11 источников [40, 41];

- одиночные нейтронные звезды относительно низкой рентгеновской светимости, известные под названием "великолепная семерка" [42].

В рентгеновском излучении данных источников присутствует как тепловая компонента, связанная с нагревом поверхности звезды в области магнитных полюсов, так и нетепловая компонента, порождаемая излучением релятивистских частиц в их магнитосферах [34, 37].

Среди рентгеновских пульсаров, отождествленных с нейтронными звездами, входящими в состав тесных двойных систем, следует также выделить две основные группы:

- Системы с вырожденным компаньоном. Эти объекты представлены либо двойными нейтронными звездами (NS-NS), либо нейтронной звездой в паре с белым карликом (NS-WD). Популяция двойных пульсирующих нейтронных звезд на сегодня насчитывает уже 15 источников, 13 из которых располагаются в плоскости Млечного Пути. Эти объекты проявляются в основном как радиопульсары с периодами вращения от 23 мс до 2.7 с и обладают орбитальными периодами в интервале 0.1-45 дней [43]. Выделенным среди данной популяции является рентгеновский источник PSR J0737-3039 в излучении которого проявляются пульсации у обоих компаньонов (22.7 мс и 2.7 с). В спектре их рентгеновского излучения, как в случае изолированных рентгеновских пульсаров присутствуют две компоненты: тепловая и нетепловая [44]. Вторая популяция (NS-WD) насчитывает более 20 галактических источников, отождествленных с миллисекундными рентгеновскими пульсарами [45].
- Системы, в которых компаньоном нейтронной звезды является невырожденная звезда классифицируются в зависимости от массы (спектрального класса) нормального компонента. В частности,

- Пульсары в маломассивных двойных системах (Low-Mass X-Ray Binaries, LMXBs). Иногда выделяют также отдельную группу рентгеновских пульсаров в системах промежуточных масс (Intermediate-Mass X-Ray Binaries, IMXBs) [46], и
- Пульсары в массивных двойных системах (High-Mass X-Ray Binaries, HMXBs)

Пульсары в маломассивных двойных системах представлены относительно небольшой популяцией, насчитывающей в настоящее время порядка 12 источников, 7 из которых являются миллисекундными пульсарами [46]. Компаньоном нейтронной звезды в этих системах являются нормальные звезды поздних спектральных классов либо красные гиганты с массами  $\leq 1M_{\odot}$ , заполняющие свою полость Роша [47]. Вещество, истекающее от невырожденного компонента, через внутреннюю точку Лагранжа L1 в виде струи, проникает в полость Роша нейтронной звезды и, в конечном итоге, достигает ее поверхности в области магнитных полюсов. Механизм обмена массой между компонентами этих систем, как и механизм течения вещества в полости Роша нейтронной звезды, во многом подобны механизмам, реализуемым в подклассе промежуточных полярных Взрывных (катаклизмических) переменных.

### § 1.2 Рентгеновские пульсары в массивных двойных системах

Основным предметом исследования данной диссертации является сценарий аккреции и связанная с ним магнито-ротационная эволюция пульсаров в массивных рентгеновских двойных системах.

Массивные рентгеновские двойные системы (МРДС) представляют собой тесные пары звезд, одной из которых является нейтронная звезда, а ее компаньоном - массивная звезда раннего (O-B, Be) спектрального класса. Нормальные компоненты этих систем, как правило, не заполняют свою полость Роша, но



испытывают значительную потерю вещества в виде звездного ветра с темпом  $10^{-6} - 10^{-7} M_{\odot} \text{год}^{-1}$  [50, 51]. По мере того, как нейтронная звезда обращается по орбите вокруг своего компаньона, она захватывает часть вещества из его звездного ветра и аккрецирует на свою поверхность. Такой механизм обмена массой именуется аккрецией из звездного ветра или просто ветровой аккрецией. Принципиальное отличие МРДС от большинства других типов рентгеновских пульсаров состоит именно в том, что обмен массой между компонентами этих систем происходит в режиме ветровой аккреции.

Интересным является то обстоятельство, что массивные компоненты известных на сегодня МРДС находятся в достаточно узком диапазоне спектральных классов O6.5-B2 и широким диапазоном классов светимости, которые простираются от звезд Главной последовательности до сверхгигантов (см. Каталог в Приложении). Одной из возможных причин такой ситуации, по видимому, является относительно небольшое число звезд, спектральный класс которых, более ранний чем O6.5 [29]. С другой стороны, темп истечения звезд, спектральный класс которых позднее B2, оказывается слишком низким, чтобы обеспечить достаточно высокую светимость аккреционного источника [52]. Возможным исключением является массивный компаньон рентгеновского пульсара ОАО 1657-415, представляющий собой сверхгигант, спектральный класс которого может быть позднее B2 [53].

Рентгеновские пульсары в массивных двойных системах относительно многочисленны. Составленный нами каталог галактической популяции, приведенный в Приложении, насчитывает более 70 объектов. Подавляющее большинство из них расположены в галактической плоскости на расстоянии  $\sim 2 - 10$  кпк [54]. Каталог МРДС, представленный в работе [48] насчитывает более 60 пульсаров в Малом Магеллановом облаке и 4 источника в Большом Магеллановом облаке [49]. Кроме того, на сегодня один пульсар обнаружен в

туманности Андромеды [55] и один в галактике М33 [56].

Рентгеновские пульсары в МРДС принято разделять на две основные группы: квазистационарные источники и транзиенты. Квазистационарные пульсары (КСРП) составляют группу источников, поток рентгеновского излучения которых за все время наблюдений испытывал лишь плавные изменения в пределах одного порядка величины [51, 57]. Галактическая популяция квазистационарных пульсаров насчитывает более 17 источников, светимость которых лежит в диапазоне  $10^{34} - 10^{37}$  эрг/с. Они наблюдаются, как правило в системах с относительно короткими орбитальными периодами 1.4 – 9 сут и малым эксцентриситетом орбиты [51]. Исключениями, однако являются IGR J22534 + 6243 с орбитальным периодом 22 сут. и V831 Cas ( $\sim 330$  сут). Подавляющее большинство квазистационарных рентгеновских пульсаров являются долгопериодическими. Их периоды, за исключением Cen X-3 и ОАО 1657, превышают 100 с и достигают значений 9828 с.

Галактическая популяция транзиентных пульсаров на сегодня насчитывает 49 объектов. Они, в свою очередь, характеризуются быстрыми изменениями величины потока рентгеновского излучения на несколько порядков. Транзиенты, по сравнению с квазистационарными пульсарами, обладают большими значениями орбитальных периодов  $> 10$  сут и большим эксцентриситетом орбиты  $\varepsilon > 0.1$  [51], достигая значения  $\varepsilon \simeq 0.88$  в МРДС GS 1843-02 [58]. Массивные компоненты транзиентных пульсаров представлены в основном звездами Главной последовательности, в то время как массивные компоненты квазистационарных пульсаров представлены в основном горячими звездами ранних классов светимости (гигантами и сверхгигантами). В спектрах 30 массивных компаньонов транзиентных пульсаров обнаружены эмиссионные водородные линии, в то время как у компаньонов квазистационарных источников только у двух [201, 322]. Рентгеновская светимость большинства

транзиентных пульсаров в спокойном состоянии, как и квазистационарных источников, находится в диапазоне  $10^{34} - 10^{37}$  эрг/с. Вспышки, в большинстве случаев можно разделить на:

1) Умеренные вспышки (или вспышки первого типа), которые характеризуются быстрым возрастанием светимости на порядок величины и имеют длительность в пределах нескольких дней. У ряда источников они происходят вблизи периастра и имеют периодичность, сопоставимую с орбитальным периодом [61].

2) Гигантские вспышки, характеризуются значительным увеличением рентгеновской светимости вплоть до нескольких порядков и длительностью в несколько недель. Данный тип вспышек в большинстве случаев не коррелирует с орбитальным периодом [61].

Спектры рентгеновских пульсаров в "классическом диапазоне" (1-10 кэВ) имеют преимущественно тепловую природу. В жесткой части спектра, как правило наблюдается экспоненциальный завал. В некоторых случаях, однако, наблюдаются жесткие степенные "хвосты" [62, 15].

В рентгеновских спектрах 25 пульсаров (из которых 8 квазистационарных) наблюдаются циклотронные линии. Величина напряженности магнитного поля на поверхности этих нейтронных звезд находится в диапазоне  $(0.86 - 6.6) \times 10^{12}$  Гс (см. Приложение и процитированную там литературу).

### § 1.3 Ротационная эволюция рентгеновских пульсаров

Периоды рентгеновских пульсаров в МРДС рассредоточены в широком диапазоне значений. Периоды большинства пульсаров, излучение которых генерируется в процессе аккреции, находятся в интервале от 2.76 с до 9828 с. Исключением являются первые два пульсара, представленные в каталоге галактической популяции, периоды которых меньше секунды. Есть, однако,

основание полагать, что природа излучения этих объектов не аккреционная.

Следует особо отметить, что периоды пульсаров не постоянны и с течением времени меняются, претерпевая:

- Длительные тренды ускорения или торможения вращения нейтронной звезды (Global spin up/down), происходящие с темпом до  $|\dot{\nu}| < 10^{-13}$  Гц/с, где  $\dot{\nu} = d\nu/dt$ ,  $\nu = 1/P_s$  - частота осевого вращения пульсара, вращающегося с периодом  $P_s$ . Эти тренды обычно продолжаются от нескольких месяцев до нескольких лет (см. рис. 2), а в отдельных случаях до десятков лет (см. Приложение).
- Хаотические изменения периода в сторону как увеличения, так и уменьшения (Local spin up/down). Эпизодические вариации периода такого типа могут происходить с исключительно высоким темпом, абсолютная величина которого достигает по абсолютной величине  $10^{-12}$  Гц/с и длится от нескольких дней до нескольких месяцев (см. Рис (1), Таблицу 1 и каталог в Приложении).

Средние периоды пульсаров за все время их исследования с момента открытия меняются, однако, незначительно. Изменения, как правило составляют несколько секунд [63]. В редких случаях, например для пульсара  $2S0114 + 650$  эта величина достигает нескольких минут и составляет  $\sim 3\%$  от его среднего периода ( $P_s \simeq 9828$  с) [64]. Изменения периода были зафиксированы у 44 пульсаров, приведенных в каталоге.

Таблица 1: Наблюдаемые темпы торможения некоторых квазистационарных пульсаров  $\dot{\nu}_{sd}^{(obs)}$

Пульсар	Интервал MJD	$\Delta t$ Сут.	$\left  \dot{\nu}_{sd}^{(obs)} \right $ $\times 10^{-13} \Gamma_{\text{Ц}}/\text{с}$	Ссылка
Cen X-3	56834-56857	23	53	[65]
ОАО 1657	56188-56253	65	39	[66]
Vela X-1	54770-54803	33	2.2	[67]
4U 1538-52	54690-57220	2530	0.17	[68]
GX 301-2	55094-55122	28	3.8	[69]
X Per	43413-43532	119	0.2	[16]
4U 2206+54	51141-54237	3096	0.017	[343]

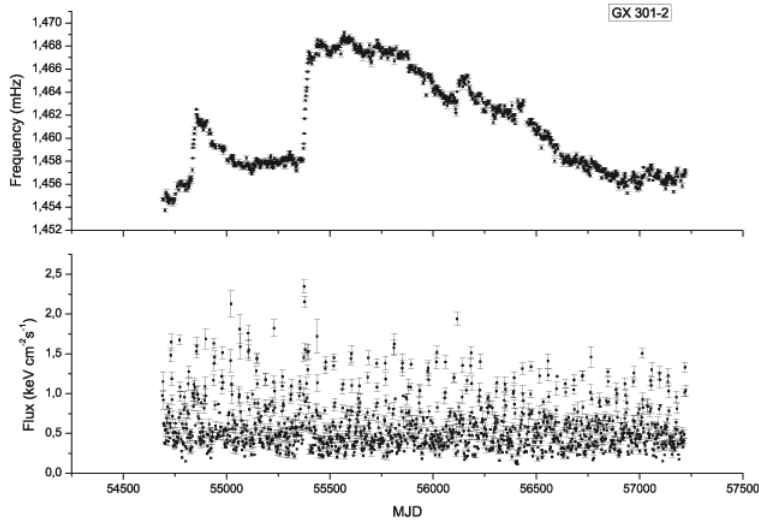


Рис. 1: Эволюция периода квазистационарного рентгеновского пульсара GX 301-2 и его изменение потока рентгеновского излучения в диапазоне 12 – 50 кэВ по наблюдениям рентгеновского телескопа "Fermi GBM" в период 2008-2015гг. [69]

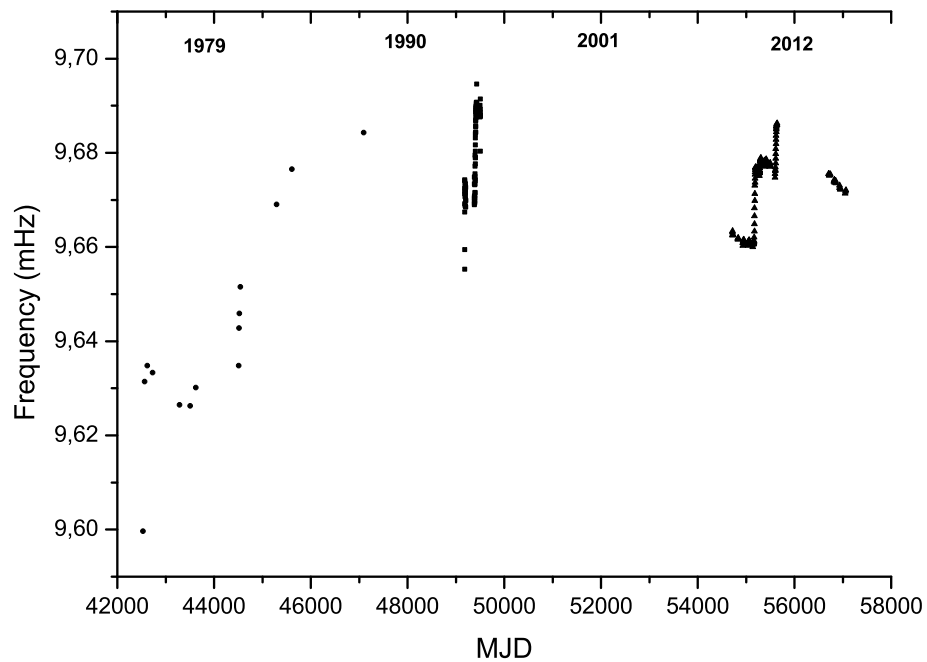


Рис. 2: Эволюция периода с момента открытия и по 2015 г. транзиентного рентгеновского пульсара A0535 + 262 по наблюдениям рентгеновских и гамма обсерваторий : "Ginga", "Compton", "Fermi GMB" [93, 71, 72]

Наблюдаемые изменения периодов пульсаров связаны с процессом обмена угловым моментом между нейтронной звездой и окружающей ее веществом. В случае аккрецирующих пульсаров веществом, окружающим нейтронную звезду, является аккреционный поток. Вследствие этого, изучение ротационной эволюции пульсара позволяет нам судить о свойствах аккреционного потока. Эти свойства зависят, в свою очередь, от параметров системы и, что особенно важно, от реализуемого сценария аккреции. Таким образом, изучая ротационную эволюцию аккрецирующего пульсара, мы можем сделать вывод о сценарии аккреции, реализуемом в данной конкретной МРДС.

### § 1.3 Сценарий аккреции в МРДС

По мере того как нейтронная звезда в двойной системе движется по орбите вокруг своего массивного компаньона она взаимодействует с его звездным ветром и захватывает часть вещества своим гравитационным полем.

Процесс обмена массой между компонентами системы при этих условиях можно представить в виде последовательности следующих этапов:

1. Захват вещества нейтронной звездой из звездного ветра на радиусе Бонди [73]:

$$r_G = \frac{2GM_{\text{ns}}}{v_{\text{rel}}^2} \quad (1)$$

где  $M_{\text{ns}}$  - масса нейтронной звезды,  $v_{\text{rel}}$  - ее скорость относительно звездного ветра,  $G$  - гравитационная постоянная.

2. Формирование аккреционного потока, продвигающегося к нейтронной звезде, вплоть до границы ее магнитосферы  $r_m$ , ( $r_G > r > r_m$ )
3. Проникновение вещества в магнитное поле нейтронной звезды на границе ее магнитосферы
4. Течение вещества внутри магнитосферы вдоль силовых линий в окрестность магнитных полюсов нейтронной звезды вплоть до ее поверхности ( $r < r_m$ )

На первом этапе нейтронная звезда захватывает вещество из ветра массивного компаньона с темпом [73] (см. рис. 3):

$$\dot{M} \leq \pi r_G^2 \rho_0 v_{\text{rel}} = \frac{4\pi (GM_{\text{ns}})^2 \rho_0}{v_{\text{rel}}^3} \quad (2)$$

где  $\rho_0 = \rho(r_G)$  - плотность вещества на радиусе Бонди.

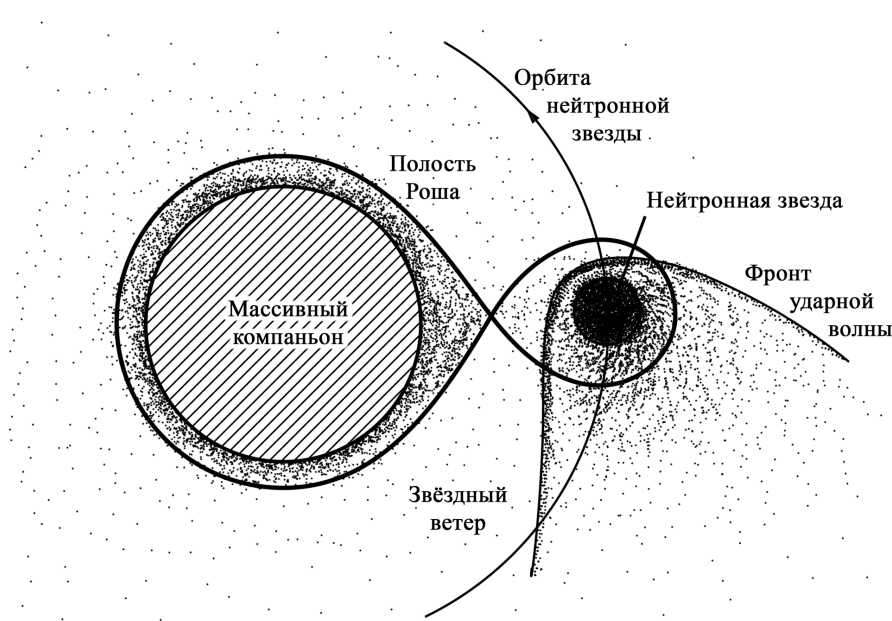


Рис. 3: Схематическое изображение ветровой аккреции в МРДС

Захватываемый нейтронной звездой аккреционный поток в МРДС обладает собственным угловым моментом вследствие орбитального движения компонент, а также магнитным полем, исходным источником которого выступает магнитное поле массивного компаньона. Структура аккреционного потока зависит от большого количества параметров и обычно моделируется в одном из трех основных приближений: квазисферическая аккреция, кеплеров диск, магнито-левитационная аккреция. В основу этих приближений положены фундаментальные законы сохранения: массы, углового момента и магнитного потока.

Исходно в гравитационном поле нейтронной звезды, захваченное вещество оказывается в состоянии свободного падения, двигаясь со скоростью  $v_{\text{ff}} = (2GM_{\text{ns}}/r)^{1/2}$ . Аккреционный поток на этой фазе хорошо описывается в рамках квазисферического приближения.

Динамическое давление в квазисферическом потоке аккрецируемого вещества возрастает по мере его приближения к нейтронной звезде в соответствии с законом сохранения массы ( $\dot{M} = \text{const}$ ) [73, 74]:



$$E_{\text{ram}}(r) = \rho(r)v_{\text{ff}}^2(r) = E_{\text{ram}}(r_{\text{G}}) \frac{\rho(r)v_{\text{ff}}^2(r)}{\rho(r_{\text{G}})v_{\text{rel}}^2} = E_{\text{ram}}(r_{\text{G}}) \left(\frac{r_{\text{G}}}{r}\right)^{5/2} \propto r^{-5/2} \quad (3)$$

где  $E_{\text{ram}}(r_{\text{G}}) = \rho_0 v_{\text{rel}}^2$  - динамическое давление потока на радиусе Бонди.

В свою очередь зависимость азимутальной компоненты динамического давления потока от радиуса имеет вид:

$$E_{\phi}(r) = \rho(r)v_{\phi}^2(r) = E_{\phi}(r_{\text{G}}) \frac{\rho(r)\Omega_{\text{f}}^2(r)r^2}{\rho(r_{\text{G}})\Omega_{\text{orb}}^2(r)r_{\text{G}}^2} = E_{\phi}(r_{\text{G}}) \left(\frac{r_{\text{G}}}{r}\right)^{7/2} \propto r^{-7/2} \quad (4)$$

Здесь  $v_{\phi}(r) = \Omega_{\text{f}}(r)r$  - тангенциальная компонента вектора скорости аккреционного потока,  $\Omega_{\text{orb}} = 2\pi/P_{\text{orb}}$  - угловая орбитальная скорость нейтронной звезды,  $\Omega_{\text{f}}(r)$  - угловая скорость аккреционного потока, которая в соответствии с законом сохранения углового момента дается следующим выражением:

$$\Omega_{\text{f}}(r) = \xi \Omega_{\text{orb}} \left(\frac{r_{\text{G}}}{r}\right)^2 \quad (5)$$

Здесь  $\xi$  - безразмерный параметр, характеризующий диссипацию углового момента в квазисферическом аккреционном потоке [75].

Давление магнитного поля в квазисферическом потоке  $E_{\text{m}}(r) = B_{\text{f}}^2(r)/8\pi$  увеличивается по мере приближения к нейтронной звезде в соответствии с законом сохранения магнитного потока [3]:

$$E_{\text{m}}(r) = \rho(r)v_{\text{A}}^2(r) = E_{\text{m}}(r_{\text{G}}) \frac{B_{\text{f}}^2(r)}{B_{\text{f}}^2(r_{\text{G}})} = E_{\text{m}}(r_{\text{G}}) \left(\frac{r_{\text{G}}}{r}\right)^4 \propto r^{-4} \quad (6)$$

Здесь  $v_{\text{A}}(r) = B_{\text{f}}(r)/[4\pi\rho(r)]^{1/2}$  - Альвеновская скорость,  $B_{\text{f}}$  - напряженность магнитного поля аккреционного потока.

Аккреционный поток взаимодействует с магнитным полем нейтронной звезды. Это приводит к формированию ее магнитосферы. Минимальное расстояние от нейтронной звезды, до которого квазисферический поток может при-

близиться, находясь в состоянии свободного падения именуется Альвеновским радиусом [76]:

$$r_A = \left( \frac{\mu_{\text{ns}}^2}{\dot{M} \sqrt{2GM_{\text{ns}}}} \right)^{2/7} \quad (7)$$

где  $\mu_{\text{ns}}$  - дипольный магнитный момент нейтронной звезды.

На этом радиусе динамическое давление квазисферического аккреционного потока сравнивается с давлением магнитного поля нейтронной звезды  $P_m = B_{\text{ns}}^2/8\pi$ .

Азимутальная компонента давления, в соответствии с выражением (4), возрастает быстрее чем радиальная компонента. Равенство  $E_\phi = E_{\text{ram}}$  достигается на так называемом радиусе циркуляризации:

$$r_{\text{circ}} = \frac{\xi^2 \Omega_{\text{orb}}^2 r_G^4}{2GM_{\text{ns}}} \quad (8)$$

На данном радиусе угловая скорость аккрецируемого вещества  $\Omega_f(r) = \xi \Omega_{\text{orb}} (r_G/r)^2$  достигает величины Кеплеровой угловой скорости  $\Omega_k = (2GM_{\text{ns}}/r^3)^{1/2}$  [12, 77].

До тех пор пока Альвеновская скорость  $v_A$  в аккреционном потоке меньше скорости свободного падения  $v_{\text{ff}}$  собственное магнитное поле потока  $B_f$  не оказывает существенного влияния на его структуру. Но как видно из уравнений (3) и (6), в аккреционном потоке плотность магнитной энергии  $E_m(r) \propto r^{-4}$  возрастает быстрее динамического давления  $E_{\text{ram}}(r) \propto r^{-5/2}$ . Равенство  $E_m(r) = E_{\text{ram}}(r)$  достигается на так называемом радиусе магнитной левитации [78]:

$$r_{\text{ml}} = \beta_0^{-2/3} r_G \left( \frac{c_{s0}}{v_{\text{rel}}} \right)^{4/3} = \frac{B_{f0}^{4/3} 2GM_{\text{ns}}}{(8\pi \rho_0)^{2/3} v_{\text{rel}}^{10/3}} \quad (9)$$

Здесь  $c_{s0} = c_s(r_G)$  - скорость звука,  $\beta_0$  - отношение плотности тепловой энергии  $E_{\text{th}} = \rho c_{s0}^2$  к магнитной на радиусе Бонди:

$$\beta_0 = \beta(r_G) = \frac{E_{\text{th}}(r_G)}{E_m(r_G)} = 8\pi\rho_0 \frac{c_{s0}^2}{B_{f0}^2} \quad (10)$$

В отсутствии углового момента и магнитного поля аккреционный поток может быть описан в рамках сферически-симметричного приближения. Это приближение было рассмотрено в работе [73] еще до открытия рентгеновских пульсаров. При этих условиях вещество радиально и равномерно со всех направлений движется к звезде в режиме свободного падения [1]. Данное приближение является идеализированным и не реализуемым в двойных системах, так как аккрецируемое вещество изначально обладает угловым моментом вследствие орбитального движения компонентов.

Если пренебречь магнитным полем потока, учитывая угловой момент захваченного вещества, то аккреционная картина переходит в традиционные немагнитные приближения: квазисферической аккреции [10, 79] или кеплерова диска [11, 12, 13].

Структура аккреции может, однако, существенно отличаться от вышеприведенных, если захватываемое на радиусе Бонди из звездного ветра вещество обладает собственным магнитным полем [3, 4, 7]. Учет параметров всех трех законов сохранения, дает наиболее полную картину, именуемую обобщенным сценарием аккреции. Продвижение вещества, согласно обобщенному сценарию, в области пространства  $r_G > r > r_m$  между радиусом Бонди и магнитосферой нейтронной звезды будет происходить в зависимости от соотношения вышеописанных характеристических радиусов, зависящих как от параметров звездного ветра (аккреционного потока) так и от параметров самой нейтронной звезды (период вращения, напряженность магнитного поля и пр.).

Обобщенный сценарий аккреции допускает три возможных приближения:

- Приближение магнито-левитационной аккреции (ML) реализуется при

условии, что напряженность магнитного поля в потоке достаточно высока для выполнения неравенства [82]:  $r_{\text{ml}} \geq \max\{r_{\text{A}}, r_{\text{circ}}\}$ , т.е. когда радиус магнитной левитации превосходит как Альвеновский радиус, так и радиус циркуляризации. Данное неравенство выполняется при следующем соотношении относительной скорости нейтронной звезды и характеристических скоростей:  $v_{\text{ca}} < v_{\text{rel}} < v_{\text{ma}}$ , где  $v_{\text{ca}}$  - характеристическая скорость, определяемое уравнением  $r_{\text{circ}} = r_{\text{ml}}$ , а  $v_{\text{ma}}$  - характеристическая скорость, определяемая уравнением  $r_{\text{A}} = r_{\text{ml}}$ :

$$v_{\text{ca}} \simeq 160 \text{ км/с} \times \xi_{0.2}^{3/7} \beta_0^{1/7} m^{3/7} P_{10}^{-3/7} c_{10}^{-2/7} \quad (11)$$

$$v_{\text{ma}} \simeq 460 \text{ км/с} \times \beta_0^{-1/5} m^{12/35} \mu_{30}^{-6/35} \dot{M}_{15}^{3/35} c_{10}^{2/5} \quad (12)$$

Здесь:  $m = M_{\text{ns}}/1.4M_{\odot}$  - масса нейтронной звезды,  $\xi_{0.2} = \xi/0.2$  - параметр диссипации углового момента, нормированный на среднее значение 0.2, полученное в ходе численных расчетов, представленных в работе [75],  $\beta_0 = \beta_0(r_{\text{G}})$ ,  $c_{10} = c_{\text{s0}}/10 \text{ км/с}$  - скорость звука в аккреционном потоке на радиусе Бонди,  $\dot{M}_{15} = \dot{M}/10^{15} \text{ г/с}$  - темп аккреции,  $P_{10} = P_{\text{orb}}/10 \text{ сут}$  - орбитальный период,  $\mu_{30} = \mu/10^{30} \text{ Гс см}^3$  - дипольный магнитный момент нейтронной звезды.

Движение аккрецируемого вещества в данном приближении в области пространства  $r < r_{\text{ml}}$  полностью контролируется собственным магнитным полем аккреционного потока [3]. Как было показано Бисноватым-Коганом и Рузмайкиным [5], в этом случае может происходить формирование некеплерова магнито-левитационного диска (МЛ-диск), в котором движению вещества в радиальном направлении препятствует его собственное магнитное поле. Процесс аккреции в области  $r < r_{\text{ml}}$  переходит, таким образом, в диффузный режим (см. рисунок 4), при котором радиальное движение вещества в МЛ-диске происходит лишь по мере диссипации собственного магнитного поля аккреционного потока.

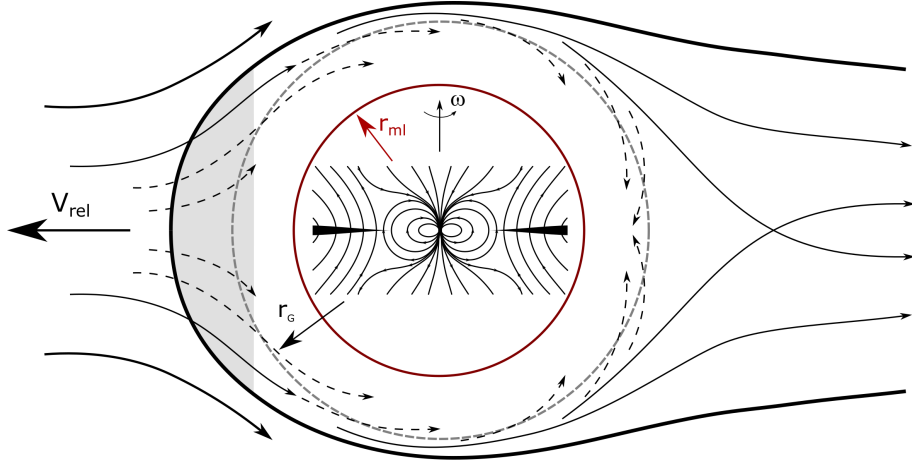


Рис. 4: Схематическое изображение приближения магнито-левитационной аккреции на нейтронную звезду

Время диссипации поля существенно превышает шкалу динамического времени (времени свободного падения)  $t_{\text{rec}} > t_{\text{ff}}$ , где  $t_{\text{ff}} = (r^3/2GM_{\text{ns}})^{1/2}$ .

Величина внутреннего радиуса ML-диска  $r_{\text{ma}}$ , соответствующая границе магнитосферы нейтронной звезды для этого случая была оценена в работе [8]. Она является решением системы уравнений, в которой постулируется, что темп диффузии вещества в магнитосферу ( $\dot{M}_{\text{in}}$ ) соответствует темпу аккреции вещества на поверхность нейтронной звезды ( $\dot{M}_{\text{a}}$ ), определяемой по наблюдаемой рентгеновской светимости источника  $L_{\text{x}}$  (стационарная аккреция):

$$\begin{cases} \frac{\mu_{\text{ns}}^2}{2\pi r_{\text{m}}^6} = \rho(r_{\text{m}}) c_{\text{s}}^2 \\ \dot{M}_{\text{a}} = \frac{L_{\text{x}} R_{\text{ns}}}{GM_{\text{ns}}} \\ \dot{M}_{\text{in}} = 4\pi r_{\text{m}} \delta_{\text{m}} \rho_0 v_{\text{ff}}(r_{\text{m}}) = 4\pi r_{\text{m}}^{3/2} D_{\text{eff}}^{1/2} \rho_0 v_{\text{ff}}(r_{\text{m}}) \\ \delta_{\text{m}} = [t_{\text{eff}}(r_{\text{m}}) D_{\text{eff}}(r_{\text{m}})]^{1/2} \end{cases} \quad (13)$$

Здесь:  $D_{\text{eff}} = \alpha_{\text{B}} D_{\text{B}}$  - эффективный коэффициент диффузии аккреционного потока в магнитном поле нейтронной звезды на границе ее магнитосферы, который нормирован параметром эффективности  $\alpha_{\text{B}}$  [80] на Бомовский коэффициент диффузии:

$$D_B = \frac{c k_B T_0}{2e B(r_{\text{ma}})} \quad (14)$$

$\delta_m$  - толщина диффузионного слоя на границе магнитосферы.

Первое уравнение системы отражает условие баланса давлений на границе магнитосферы, а второе является уравнением неразрывности.

Радиус магнитосферы нейтронной звезды, в рамках такого сценария, является решением системы уравнений (13) [8]:

$$r_{\text{ma}} = \left( \frac{c m_p^2}{16\sqrt{2} e k_B} \right)^{2/13} \times \frac{\alpha_B^{2/13} \mu_{\text{ns}}^{6/13} (GM_{\text{ns}})^{5/13}}{T_0^{2/13} L_x^{4/13} R_{\text{ns}}^{4/13}} \quad (15)$$

Здесь  $c$  - скорость света,  $e$  - заряд электрона,  $k_B$  - постоянная Больцмана.

Комбинируя уравнения (12) и (15), находим величину отношения:

$$\frac{r_{\text{ma}}}{r_A} \simeq 0.11 \times m^{20/91} \alpha_{0.1}^{2/13} T_6^{-2/13} \left( \frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ г/с}} \right)^{-2/91} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{-10/91} \quad (16)$$

Важно отметить, что величина этого отношения слабо зависит от величин основных параметров, таких как: темп аккреции, магнитное поле нейтронной звезды, температура плазмы в диффузионном слое (магнитопаузе) на границе магнитосферы и параметра эффективности  $\alpha_B$ . Это позволяет нам заключить, что радиус магнитосферы нейтронной звезды, аккрецирующей из ML-диска, на порядок меньше Альвеновского радиуса для абсолютного большинства возможных величин параметров пульсаров.

В работе [82] было показано, что магнитное поле аккреционного потока необходимо учитывать, если его значение на радиусе Бонди удовлетворяет условию  $B_f(r_G) \geq B_f^{(\text{min})}(r_G)$ . Величина критического поля,  $B_f^{(\text{min})}(r_G)$ , оценивается из выражения баланса давлений аккреционного потока на радиусе Бонди, захватываемого нейтронной звездой  $E_{\text{th}}(r_G) = \beta_0 E_m(r_G)$  (см. выражение (10)):

$$B_f^{(\text{min})}(r_G) = \left( \frac{2\dot{M} v_0^3 c_{s0}^2}{(GM_{\text{ns}})^2 \beta_{\text{max}}} \right)^{1/2} \quad (17)$$

Здесь  $\beta_{\max}$  - максимальная величина бетта-параметра для реализации сценария ML-аккреции на радиусе Бонди, получаемая из уравнения:  $v_{\text{ca}} = v_{\text{ma}}$  [82]:

$$\beta_{\max} = 164 \times \xi_{0.2} m^{-1/4} \mu_{30}^{-1/2} \dot{M}_{15}^{1/4} \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right)^2 \left( \frac{P_{\text{orb}}}{50 \text{ сут}} \right)^{5/4} \quad (18)$$

Решение уравнения (17) с учетом максимального значения бетта-параметра (см. уравнение (18)) в аккреционном потоке нейтронной звезды, дает важную оценку критической величины поля, соответствующее равенству всех трех радиусов: магнитной левитации, циркуляризации и Альвеновского [82]:

$$B_{\text{f}}^{(\min)}(r_{\text{G}}) \simeq 6 \times 10^{-4} \text{ Гс} \times \xi_{0.2}^{5/8} \mu_{30}^{1/4} m^{-7/8} P_{50}^{-5/8} \dot{M}_{15}^{3/8} \left( \frac{v_{\text{rel}}}{100 \text{ км/с}} \right)^{3/2} \quad (19)$$

В случае если магнитного поля потока недостаточно  $B_{\text{f}}(r_{\text{G}}) < B_{\text{f}}^{(\min)}(r_{\text{G}})$  для существенного влияния на процесс аккреции, то сценарий аккреции будет реализовываться в виде следующих традиционных приближений:

- Приближение квазисферической аккреции (QSp) реализуется если величина Альвеновского радиуса превосходит, как радиус циркуляризации, так и радиус магнитной левитации  $r_{\text{A}} > \max\{r_{\text{circ}}, r_{\text{ml}}\}$ . Данное неравенство реализуется при условии  $v_{\text{rel}} > v_{\text{ma}}$  [81]. Радиус магнитосферы в приближении квазисферической аккреции ограничен условием  $r_{\text{m}} \geq r_{\text{A}}$  [15].

- Приближение аккреции из Кеплерова диска (Kd) реализуется, если выполняется неравенство  $r_{\text{circ}} > \max\{r_{\text{A}}, r_{\text{ml}}\} \Rightarrow v_{\text{rel}} < v_{\text{ca}}$ . В этом случае происходит формирование Кеплерова диска, где избыток углового момента препятствует продвижению вещества в радиальном направлении. Дальнейшее продвижение вещества происходит по мере диссипации углового момента [11, 12, 13]. Единого мнения относительно радиуса магнитосферы, реализуемого в этом случае нет. Считается, что величина этого радиуса близка к Альвеновскому  $r_{\text{m}} \simeq r_{\text{A}}$  [15].

Учет влияния собственного магнитного поля аккреционного потока позволяет значительно расширить и дополнить существующие аккреционные модели, где наряду с традиционными приближениями рассматривается приближение магнито-левитационной аккреции, создавая тем самым обобщенный сценарий ветровой аккреции в МРДС с нейтронными звездами. Традиционные аккреционные приближения, реализуемые в виде квазисферической аккреции и кеплерова диска являются частными случаями обобщенного сценария ветровой аккреции, при которых собственным магнитным полем потока можно пренебречь.

От реализации конкретного приближения аккреции существенным образом зависит механизм, а следовательно и эффективность передачи крутящего момента от аккреционного потока к нейтронной звезде, что рассматривается в следующем параграфе.

### **§ 1.5 Обобщенный момент сил, приложенный к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока**

Вопрос о том, какой из рассмотренных сценариев аккреции реализуется в том или ином источнике, является одним из ключевых при интерпретации процесса энерговыделения в рентгеновских пульсарах. Ответить на этот вопрос, основываясь исключительно на информации об интенсивности, спектре и прочих характеристиках излучения затруднительно. Однако рассмотренные сценарии принципиально отличаются по величине крутящего момента, который может быть приложен к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока. Вследствие этого, исследование ротационной эволюции пульсаров позволяет сформулировать критерии реализации того или иного сценария.

Процесс передачи крутящего момента ( $\bar{K} = \bar{r} \times \bar{F}$ ) со стороны аккреционного потока к нейтронной звезде сопровождается изменениями ее ротационных характеристик. В частности, это приводит к изменению частоты вращения



нейтронной звезды  $\nu = 1/P_s$ , в соответствии с выражением [15]:

$$|K| = 2\pi I |\dot{\nu}| \quad (20)$$

где  $I$  - момент инерции нейтронной звезды,  $\dot{\nu} = d\nu/dt$  - темп изменения частоты вращения нейтронной звезды.

Как было отмечено Липуновым [15], оценка крутящего момента, приложенного со стороны аккреционного потока, может быть в первом приближении получена путем решения модельной задачи о моменте сил приложенного к сфере, радиуса  $r_m$ , вращающейся с угловой скоростью  $\omega_s$  в вязкой среде.

Рассматривая такую задачу при условии, что площадь эффективного взаимодействия ограничена по высоте толщиной однородной атмосферы  $h_z$ , плотность среды на границе сферы  $\rho_0$  и обозначив коэффициент кинематической вязкости среды символом  $\nu_t$ , можно записать систему дифференциальных уравнений Стокса, установившегося движения вязкой среды в цилиндрических координатах [14]:

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial r} = \nu_t \rho_0 \left( \Delta v_r - \frac{v_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \right) \\ \frac{\partial p}{r \partial \phi} = \nu_t \rho_0 \left( \Delta v_\phi - \frac{v_\phi}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} \right) \\ \frac{\partial p}{\partial z} = \nu_t \rho_0 \Delta v_z \\ \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (21)$$

Здесь  $p$  - давление среды,  $\{v_r, v_\phi, v_z\}$  - компоненты скорости частиц среды.

В рамках приближения круговых траекторий частиц среды полагая  $v_r \equiv 0$ ,  $v_z \equiv 0$ . Касательная компонента скорости и давление в этом случае не зависят от азимутального угла  $\partial v_\phi / \partial \phi = 0$ ,  $\partial p / \partial \phi = 0$ , и решение системы уравнений (21) при переходе к сферическим координатам представляется в виде [14]:

$$v_\phi(r) = \frac{\omega_s r_m \sin \theta}{r} \quad (22)$$

где  $\theta$  - вертикальный угол между осью вращения и кругом, лежащим на сфере, параллельном азимутальной плоскости.

Азимутальная компонента давления, согласно решению дифференциальных уравнений движения вязкой среды имеет вид [14]:

$$p_\phi(r) = \nu_t \rho_0 \left( \frac{\partial v_\phi(r)}{\partial r} - \frac{v_\phi(r)}{r} \right) \quad (23)$$

Подстановка уравнения (22) в (23) дает следующее выражение для азимутальной компоненты давления:

$$p_\phi(r) = -3\nu_t \rho_0 \omega_s \sin \theta \quad (24)$$

Для того, чтоб получить выражение момента сил сопротивления вязкой среды, приложенного к сфере, необходимо уравнение (24) умножить на элемент эффективной площади взаимодействия  $r_m^2 \sin \theta d\phi d\theta$  и на соответствующее плечо  $r_m \sin \theta$  и проинтегрировать по азимутальному  $\phi$  и вертикальному  $\theta$  углам:

$$K = - \int_0^{2\pi} \int_{\theta(0)}^{\theta(1)} 3\nu_t \rho_0 \omega_s r_m^3 \sin^3 \theta d\phi d\theta \quad (25)$$

В случае если эффективная площадь взаимодействия между сферой и вязкой средой соответствует всей площади сферы, то пределы интегрирования по углу  $\theta$  будут соответствовать  $[0, \pi]$  и уравнение (25) преобразится к виду [14]:

$$K = -8\pi \nu_t \rho_0 \omega_s r_m^3 \quad (26)$$

Однако в случае азимутального взаимодействия между вязкой средой и сферой, когда площадь взаимодействия ограничена однородной атмосферой

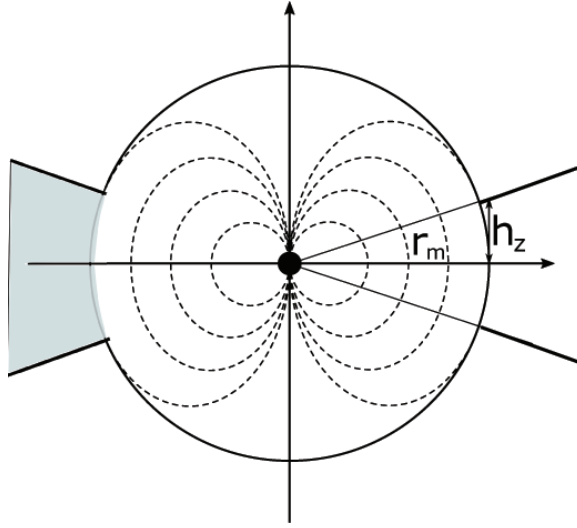


Рис. 5: Схематическое изображение взаимодействия сферы радиуса  $r_m$  и вязкой среды

высотой  $2h_z$  (см. рис 5) пределы интегрирования для вертикального угла  $\theta$  будут ограничены условиями  $\theta(0) = \pi/2 - \arctan(h_z/r_m)$  и  $\theta(1) = \pi/2 + \arctan(h_z/r_m)$ . Так как  $h_z \ll r_m$ , то справедливо равенство для малых углов  $\arctan(h_z/r_m) \simeq h_z/r_m$ . И тогда уравнение (25) преобразуется к выражению:

$$\begin{aligned}
 K &= - \int_0^{2\pi} \int_{\pi/2-h_z/r_m}^{\pi/2+h_z/r_m} 3\nu_t \rho_0 \omega_s r_m^3 \sin^3 \theta \, d\phi \, d\theta = \\
 &= -2\pi 3\nu_t \rho_0 \omega_s r_m^3 \int_{\pi/2-h_z/r_m}^{\pi/2+h_z/r_m} \sin^3 \theta \, d\theta \quad (27)
 \end{aligned}$$

Вычисляем определенный интеграл и упрощаем, так как при  $h_z \ll r_m$ ,  $\sin(h_z/r_m) \simeq h_z/r_m$  - по свойству синусов малых углов.

$$\begin{aligned}
 \int_{\pi/2-h_z/r_m}^{\pi/2+h_z/r_m} \sin^3 \theta \, d\theta &= 2 \sin(h_z/r_m) - \frac{2 \sin^3(h_z/r_m)}{3} \simeq \\
 &\simeq 2 \sin(h_z/r_m) \simeq 2h_z/r_m \quad (28)
 \end{aligned}$$

Подстановка уравнения (27) в (28) дает следующее выражение:

$$K = -4\pi h_z 3\nu_t \rho_0 \omega_s r_m^2 = -3S_{\text{eff}} \nu_t \rho_0 \omega_s r_m \quad (29)$$

Где  $S_{\text{eff}} = 4\pi h_z r_m$  - площадь эффективного взаимодействия вращающейся сферы и вязкой среды ограниченной высотой  $2h_z$ .

Заменяем  $\omega_s = v_\phi r_m$ . Тогда:

$$K = -3S_{\text{eff}} \nu_t \rho_0 v_\phi r_m^2 \quad (30)$$

Полагая, что вязкость среды имеет турбулентную природу:  $\nu_t = 1/3k_t l_t v_t$  [29] и учитывая, что масштаб и скорость турбулентных движений ограничены условием  $l_t \leq r_m$ ,  $v_t \leq v_k$  [15], где  $v_k(r_m) = (GM_{\text{ns}}/r_m)^{1/2}$  - Кеплерова скорость на соответствующем радиусе, находим:

$$K = -k_t S_{\text{eff}} \rho_0 v_k v_\phi r_m^3 \quad (31)$$

Полутолщина однородной атмосферы, характеризующая размер аккреционного потока в направлении перпендикулярном оси вращения нейтронной звезды [16]:

$$h_z(r_m) = \frac{r_m^2 c_s^2(r_m)}{GM_{\text{ns}}} \quad (32)$$

Плотность среды  $\rho_0$  на границе магнитосферы нейтронной звезды определяется из равенства газового давления  $\rho_0 c_s^2$  и давления магнитного поля нейтронной звезды  $\mu_{\text{ns}}^2/4\pi r_m^6$  на радиусе  $r_m$ :

$$\rho_0 = \frac{\mu_{\text{ns}}^2}{2\pi r_m^6 c_s^2(r_m)} \quad (33)$$

Азимутальная компонента скорости границы магнитосферы относительно окружающей ее газовой среды, вращающейся с угловой скоростью  $\Omega_0 = \Omega_f(r_m)$ :

$$v_\phi(r_m) = (\omega_s - \Omega_0) r_m \quad (34)$$

Подстановка соответствующих параметров в уравнение (31) дает следующее выражение углового момента приложенного к нейтронной звезде со стороны аккреционного потока на границе ее магнитосферы произвольного радиуса [16, 82]:

$$K = k_t \frac{\mu_{\text{ns}}^2}{(r_{\text{cor}} r_m)^{3/2}} \left( \frac{\Omega_f(r_m)}{\omega_s} - 1 \right) \quad (35)$$

где  $0 < k_t \leq 1$  - параметр эффективности.

Следует особо отметить, что радиус магнитосферы в данном выражении фиксирован лишь условием равенства давления дипольного магнитного поля нейтронной звезды и внешнего давления, обусловленного аккреционным потоком, и, в общем случае, может рассматриваться как свободный параметр.

### § 1.6 Эффективность крутящих моментов в рамках различных приближений аккреции

В пределе немагнитной сферически-симметричной аккреции, т.е. в случае аккреции без углового момента и магнитного поля выражение (35) сводится к хорошо известному выражению для крутящего момента, подстановкой  $r_m = r_A$  [83]:

$$\left| K_{\text{sd}}^{(0)} \right| = k_t \dot{M} \omega_s r_A^2 \quad (36)$$

Если скорость собственных турбулентных движений в потоке удовлетворяет выражению  $v_t \leq \omega_s r_m$ , то выражение (36) преобразуется к виду [13, 84]:

$$\left| K_{\text{sd}}^{(\text{kd})} \right| = \left| K_{\text{sd}}^{(0)} \right| \frac{\omega_s r_m}{v_k(r_m)} = k_t \frac{\mu_{\text{ns}}^2}{r_{\text{cor}}^3} \quad (37)$$

Здесь  $r_{\text{cor}} = (2GM_{\text{ns}}/\omega_s^2)^{1/3}$  - радиус коротации нейтронной звезды.

Если магнитного поля в захватываемом звездном ветре достаточно для формирования некеплерова ML-диска при условии, что угловая скорость нейтронной звезды существенно больше угловой скорости вещества на внутреннем радиусе ML-диска ( $\omega_s \gg \Omega_f(r_{\text{ma}})$ ), то выражение (35) преобразуется в тормозящий момент сил, приложенный со стороны ML-диска к нейтронной звезде:

$$\left| K_{\text{sd}}^{(\text{ml})} \right| = k_t \frac{\mu_{\text{ns}}^2}{(r_{\text{cor}} r_{\text{ma}})^{3/2}} \quad (38)$$

При условии, что угловая скорость вещества на границе магнитосферы  $r_m$  пренебрежимо мала  $\Omega_f(r_m) \ll \omega_s$  выражение (35) преобразуется к максимальному замедляющему моменту сил:

$$\left| K_{\text{sd}}^{(\text{max})} \right| = k_t \frac{\mu_{\text{ns}}^2}{(r_{\text{cor}} r_m)^{3/2}} \quad (39)$$

Данное выражение позволяет произвести косвенную оценку верхнего предела радиуса магнитосферы нейтронной звезды по наблюдаемому темпу замедления ее осевого вращения. Так как наблюдаемый крутящий момент ограничен условием  $K_{\text{sd}}^{(\text{max})} \geq K_{\text{sd}}^{(\text{obs})} = 2\pi I \left| \dot{\nu}_{\text{sd}}^{(\text{obs})} \right|$ , то значение радиуса магнитосферы ограничено неравенством:

$$r_m \leq r_0 = \left( \frac{k_t \mu_{\text{ns}}^2}{2\pi I \left| \dot{\nu}_{\text{sd}}^{(\text{obs})} \right|} \right)^{2/3} \left( \frac{\omega_s^2}{GM_{\text{ns}}} \right)^{1/3} \quad (40)$$

Таблица 2: Оценка верхнего предела радиуса магнитосферы нейтронной звезды по наблюдаемым темпам торможения

Пульсар	Интервал MJD	$\Delta t$ Сут.	$\left  \dot{\nu}_{\text{sd}}^{(\text{obs})} \right $ $\times 10^{-13} \Gamma_{\text{ц}}/\text{с}$	$r_0$ $\times 10^8 \text{см}$	$r_A$ $\times 10^8 \text{см}$	$\frac{r_0}{r_A}$
ОАО 1657	56188-56253	65	39	1.18	6.82	0.17
Vela X-1	54770-54803	33	2.2	1.58	5.58	0.28
4U 1538-52	54690-57220	2530	0.17	4.34	4.93	0.88
GX 301-2	55094-55122	28	3.8	1.15	5.64	0.20
X Per	43413-43532	119	0.2	10.5	39.3	0.27
4U 2206+54	51141-54237	3096	0.017	7.64	12.3	0.62

Как видно из таблицы 2 численные значения верхних пределов радиуса магнитосферы нейтронной звезды, проявляющей себя как аккрецирующий квазистационарный пульсар в МРДС, по наблюдаемым темпам осевого торможения оказываются меньше Альвеновского радиуса, но превышают  $r_{\text{ма}}$  (см. выражение 16)

Согласно Липунову [15], к выражению (37) можно прийти если рассмотреть модельную задачу о вращении сферы в вязкой среде исходно фиксируя радиус магнитосферы на Альвеновский радиус, а площадь эффективного взаимодействия принимая равной всей площади сферы. Подобный результат можно получить, если рассмотреть возмущения магнитного поля нейтронной звезды на границе магнитосферы, взаимодействующей с аккреционным потоком. Тормозящий момент сил, в этом случае, обусловлен диссипацией электрических токов, порождающих тороидальный компонент магнитного поля на границе магнитосферы [13, 84]. Однако, как было показано ранее, величина радиуса магнитосферы может существенно отличаться от Альвеновского, характери-

зующего исключительно баланс между динамической компонентой давления потока и магнитным полем звезды. Вместе с тем, на границе магнитосферы должны одновременно выполняться два условия: баланс давления между окружающим веществом и магнитным полем нейтронной звезды, а также условия неразрывности потока, состоящие в том что, темп захвата вещества звездой из внешней среды соответствует темпу проникновения вещества в магнитное поле звезды на границе ее магнитосферы и темпу аккреции на поверхность звезды. В предыдущем параграфе мы получили решение уравнений Стокса, учитывая что площадь эффективного взаимодействия ограничена по высоте однородной атмосферой, а радиус магнитосферы определяется лишь условием баланса давления и неразрывности потока на ее границе.

Момент сил  $K$ , согласно выражению (35) оказывается тем больше, чем меньше радиус магнитосферы нейтронной звезды. В случае реализации сценария ML-аккреции момент сил, приложенный со стороны аккреционного потока оказывает большее влияние на ротационные характеристики нейтронной звезды по сравнению с немагнитными приближениями.

Наблюдаемые изменения ротационных характеристик рентгеновских пульсаров показывают, что большинство долгопериодических источников эпизодически демонстрируют стремительное ускорение/замедление вращения нейтронной звезды (см. таблицу 1). Темп которых существенно выше ожидаемого в рамках немагнитных подходов (см. таблицу 3). Проблема дефицита крутящего момента в интерпретации характеристик рентгеновских пульсаров была отмечена еще в 70-ых годах [83] и неоднократно обсуждалась в работах [85, 86, 343]. Это несоответствие в рамках традиционных сценариев можно преодолеть лишь предполагая, что нейтронные звезды обладают сверхсильным магнитным полем, достигающих  $10^{14} - 10^{15}$  Гс [87]. Это предположение, однако, входит в противоречие с наблюдениями, так как для всех пульсаров у которых



удалось идентифицировать наличие циклотронной линии в спектре, напряженность магнитного поля составляет  $\sim 10^{12}$  Гс (см. каталоги в приложении). Рассмотрение параметров рентгеновских пульсаров в массивных двойных системах в рамках общего сценария аккреции, учитывающего влияния собственного магнитного поля в аккреционном потоке [16], позволяет разрешить ряд трудностей, возникающих в приближениях, пренебрегающих данным влиянием при моделировании ротационной эволюции, хорошо согласуясь с наблюдаемыми параметрами рентгеновских пульсаров в массивных двойных системах (см. таблицу 3).

Таблица 3: Эпизодические увеличения периода пульсаров с темпом  $\dot{\nu}_{sd}^{(obs)}$  в сравнение с верхними пределами теоретических оценок в рамках различных аккреционных приближений. Здесь К.П.Д. =  $100 \times \frac{|\dot{\nu}_{sd}^{(obs)}|}{|\dot{\nu}_{sd}^{(max)}|}$

Пульсар	Интервал MJD	$\Delta t$ Сут.	QSp К.П.Д. (%)	Kd К.П.Д. (%)	ML К.П.Д. (%)
Cen X-3	56834-56857	23	123	167	2.5
ОАО 1657	56188-56253	65	$10^3$	$10^4$	48
Vela X-1	54770-54803	33	$10^3$	$10^4$	24
4U 1538-52	54690-57220	2530	175	$10^4$	4.4
GX 301-2	55094-55122	28	$10^3$	$10^5$	34
X Per	43413-43532	119	$10^3$	$10^3$	27
4U 2206+54	51141-54237	3096	285	$10^3$	74

## § 1.7 Равновесные периоды пульсаров в рамках различных приближений аккреции

В состоянии аккретора нейтронная звезда с течением времени эволюционирует к периоду, именуемому равновесным  $P_{\text{eq}}$  [15]. Данный период достигается, когда ускоряющие и замедляющие моменты сил, приложенные к нейтронной звезде, взаимно компенсируются.

Равновесный период при аккреции из Кеплерова диска выполняется при условии  $|K_{\text{su}}^{(\text{kd})}| = |K_{\text{sd}}^{(\text{kd})}|$  [12, 13], где  $K_{\text{sd}}^{(\text{kd})}$  - тормозящий момент сил, приложенный к нейтронной звезде со стороны диска (см. уравнение 37), и, соответственно  $K_{\text{su}}^{(\text{kd})} = \dot{M}(GM_{\text{ns}}r_A)^{1/2}$  - ускоряющий момент сил. Решение вышеупомянутого равенства относительно  $P_s$  приводит к следующему выражению [15]:

$$P_{\text{eq}}^{(\text{kd})} \simeq 17 \mu_{30}^{6/7} \dot{M}_{15}^{-3/7} m^{-5/7} \text{ c} \quad (41)$$

Рассмотрение равновесных периодов при реализации квазисферической аккреции в массивных двойных системах было подробно изложено в статье [16] и цитируемой там литературе. Величина  $P_{\text{eq}}$  в данном сценарии оценивается выражением:

$$P_{\text{eq}}^{(\text{qsp})} = \frac{P_{\text{orb}} r_m^2}{\xi R_G^2} \left( \frac{v_t(r_m)}{v_t(r_m) + v_{\text{ff}}(r_m)} \right) \quad (42)$$

где  $v_t(r_m)$  - скорость турбулентных движений аккрецируемого вещества на границе магнитосферы, полагая  $r_m = r_m$ ,  $v_{\text{ff}}(r_m)$  - скорость свободного падения.

Оценка данного периода  $P_{\text{eq}}^{(\text{qsp})}$ , вычисленная в приближении невращающейся горячей турбулентной оболочки  $v_t = v_{\text{ff}}(r_m)$  в случае квазистационарного пульсара GX 301-2, наблюдаемый период которого составляет 685 с. [16]:

$$P_{\text{eq}}^{(\text{qsp})} \simeq 52 \times \xi_{0.2}^{-1} L_{37}^{-4/7} m^{-12/7} R_6^{20/7} \times \left( \frac{P_{\text{orb}}}{41.5 \text{ сут}} \right) \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{2.1 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{8/7} \left( \frac{v_{\text{rel}}}{400 \text{ км/с}} \right)^4 \text{ с} \quad (43)$$

Подстановка наблюдаемых параметров некоторых рентгеновских пульсаров в уравнения (41, 43) дает оценки, значения которых оказываются существенно меньше наблюдаемых периодов  $P_s$  данных объектов. В таблице 4 приведены оценки данных величин  $P_{\text{eq}}^{(\text{kd})}$  и  $P_{\text{eq}}^{(\text{qsp})}$  в сравнении с наблюдаемыми значениями  $P_s$  некоторых квазистационарных пульсаров у которых известны параметры (см. каталог в приложении), входящие в выражение (41). Выражение  $P_{\text{eq}}^{(\text{qsp})} = P_s$  может быть выполнено в предположении больших значений относительной скорости  $v_{\text{rel}}$ , что в свою очередь, приводит к выводу об относительно слабом темпе захвата вещества, входящим в противоречие с наблюдаемой высокой рентгеновской светимостью данных объектов [16].

Таблица 4: Сравнение наблюдаемых периодов квазистационарных пульсаров  $P_s$  и равновесных  $P_{\text{eq}}^{(\text{kd})}$  в случае аккреции из Кеплерова диска и  $P_{\text{eq}}^{(\text{qsp})}$  при квазисферической аккреции

Пульсар	$P_s$	$P_{\text{eq}}^{(\text{kd})}$	$P_{\text{eq}}^{(\text{qsp})}$
Cen X-3	4.84	2.41	0.81
ОАО 1657-415	37.33	7.74	19.19
Vela X-1	283	5.73	11.02
4U 1538-52	525.4	4.77	3.61
GX 301-2	685	5.84	52.35
X Per	837.2	107.14	15263
IGR J16493-4348	1069	5.24	7.39
2S 0114+650	9828	9.64	28.53

Уравнение эволюции периода нейтронной звезды в обобщенном сценарии ветровой аккреции имеет следующий вид [82]:

$$2\pi I\dot{\nu} = K_a + K_b + K_c \quad (44)$$

Первый член правой части этого уравнения,

$$K_a = \dot{M} \omega_s r_m^2 \quad (45)$$

характеризует темп передачи углового момента от аккреционного потока, текущего внутри магнитосферы к нейтронной звезде. Продвижение вещества вдоль силовых линий к ее поверхности, согласно закону сохранения момента импульса, приведет к возрастанию его угловой скорости и, соответственно к раскрутке звезды по мере аккреции вещества на ее поверхность.  $K_a$  - является положительной величиной и соответствует минимально возможному ускоряющему моменту сил, приложенного к нейтронной звезде с магнитосферой радиуса  $r_m$ .

Второй член правой части уравнения (44),  $K_b$ , соответствует моменту сил приложенного со стороны аккреционного потока на границе магнитосферы к нейтронной звезде и определяется выражением (35).

Третий член уравнения,  $K_c$ , характеризует обмен угловым моментом между нейтронной звездой и аккреционным потоком на расстоянии  $r > r_m$ . При условии изменения скорости в аккреционном потоке вдоль радиуса, согласно выражению:  $d\Omega_f(r)/dr \leq 0$ , рассматриваемый компонент  $K_c$  оказывается существенно меньше  $K_b$ , (пропорционально выражению  $(r/r_m)^{-3/2}$ ), что позволяет пренебречь им в первом приближении [82].

Равновесный период достигается, когда правая часть уравнения (44) обращается в ноль. Используя выражения (45) и (35), выражение равновесного периода при реализации приближения ML-аккреции имеет вид:

$$P_{\text{eq}}^{(\text{ml})} \simeq P_{\text{f}}(r_{\text{ma}}) \left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{2}k_{\text{t}}} \left( \frac{r_{\text{ma}}}{r_{\text{A}}} \right)^{7/2} \right] \quad (46)$$

где  $P_{\text{f}}(r_{\text{ma}}) = 2\pi/\Omega_{\text{f}}(r_{\text{ma}})$  и  $\Omega_{\text{f}}(r_{\text{ma}})$  - угловая скорость вращения вещества на границе магнитосферы [82]:

$$\Omega_{\text{f}}(r_{\text{ma}}) \simeq \Omega_{\text{f}}(r_{\text{ml}}) = \xi \Omega_{\text{orb}} \left( \frac{r_{\text{G}}}{r_{\text{ml}}} \right)^2 = \xi \Omega_{\text{orb}} \beta_0^{4/3} \left( \frac{v_{\text{rel}}}{c_{\text{s0}}} \right)^{8/3} \quad (47)$$

Уравнение (46) указывает на то, что угловая скорость нейтронной звезды, вращающейся с равновесным периодом, превосходит угловую скорость вещества на внутреннем радиусе МЛ-диска в  $\left[ 1 - \frac{1}{\sqrt{2}k_{\text{t}}} \left( \frac{r_{\text{ma}}}{r_{\text{A}}} \right)^{7/2} \right]$  раз. В данном случае значение  $K_{\text{b}}$  имеет отрицательный знак и соответствует тормозящему моменту сил, которое, в свою очередь, компенсируется  $K_{\text{a}}$  - ускоряющим моментом сил, и таким образом, суммарная величина данных моментов обращается в ноль.

Оценка отношения:

$$\left( \frac{r_{\text{ma}}}{r_{\text{A}}} \right)^{7/2} \sim 10^{-3} \alpha_{\text{B}}^{7/13} \mu_{30}^{-5/13} m^{10/13} \dot{M}_{15}^{-1/13} T_6^{-7/13} \quad (48)$$

при условии  $10^{-3} \ll k_{\text{t}} \leq 1$  оказывается существенно меньше единицы. Следовательно, при вращении нейтронной звезды с равновесным периодом ее угловая скорость близка к угловой скорости на внутреннем радиусе МЛ-диска (см. уравнение 47). Это, в свою очередь, позволяет аппроксимировать равновесный период выражением  $P_{\text{eq}}^{(\text{ml})} \sim P_{\text{f}}(r_{\text{ma}})$ .

Анализ уравнений (46 и 47) указывают на то, что минимально возможный равновесный период нейтронной звезды в приближении магнитолевитационной аккреции достигается при условии, что относительная скорость звездного ветра ограничена максимальным допустимым значением  $v_{\text{rel}} = v_{\text{ma}}$  в данном приближении аккреции и ограничена максимальным значением  $\beta$ -параметра:  $\beta_0 = \beta_{\text{max}}$ , получаемого путем решения уравнения  $v_{\text{ca}} = v_{\text{ma}}$  [82]:

$$P_{\min}^{\text{eq}} \simeq 14 \mu_{30}^{6/7} \dot{M}_{15}^{-3/7} m^{-5/7} \text{ c} \quad (49)$$

Максимально возможный равновесный период в приближений ML-аккреции  $P_{\max}^{\text{eq}}$  можно оценить из уравнений (46 и 47), полагая минимально возможное значение  $\beta$ -параметра т.е.  $\beta_0 = 1$  и при условии, что относительная скорость ветра ограничена нижним допустимым пределом  $v_{\text{rel}} = v_{\text{ca}}$ :

$$P_{\max}^{\text{eq}} \simeq 20 \times P_{\text{orb}}^{15/7} \xi_{0.2}^{-15/7} \beta_0^{-12/7} c_{10}^{24/7} m^{-8/7} \text{ c} \quad (50)$$

Следует отметить, что значение максимально возможного равновесного периода не зависит от величины напряженности магнитного поля нейтронной звезды, а также темпа аккреции, но в свою очередь имеется сильная зависимость от скорости звука  $c_s$  в звездном ветре массивного компаньона. Значение  $P_{\max}^{\text{eq}}$  может превышать оценку, приведенной в формуле (50) в случае, если температура звездного ветра превышает  $10^4 \text{ K}$  [82].

На рисунке (6) приведена диаграмма, где ось абсцисс соответствует орбитальному периоду нейтронной звезды, а ординатная ось - собственному периоду вращения. На данный график точками нанесены известные объекты Галактической популяции пульсаров в МРДС, а также линии максимальных  $P_{\max}^{\text{eq}} = P_{\max}^{\text{eq}}(P_{\text{orb}})$  и минимальных равновесных периодов в рамках обобщенного сценария аккреции при соответствующих параметрах.

Как видно из этого рисунка, собственные периоды Галактической популяции рентгеновских пульсаров в МРДС находятся внутри интервала, ограниченного линиями максимального и минимального равновесных периодов  $P_{\max}^{\text{eq}} > P_s > P_{\min}^{\text{eq}}$ . В свою очередь, это показывает, что наблюдаемые характеристики данных объектов хорошо интерпретируются в рамках обобщенного сценария ветровой аккреции и не требуют привлечения дополнительного предположения, что величина магнитного поля нейтронных звезд выходит за рамки канони-

ческого интервала  $10^{11} - 10^{13}$  Гс, полученного по наблюдениям циклотронных линий в спектрах рентгеновского излучения этих объектов (см. каталоги в приложении).

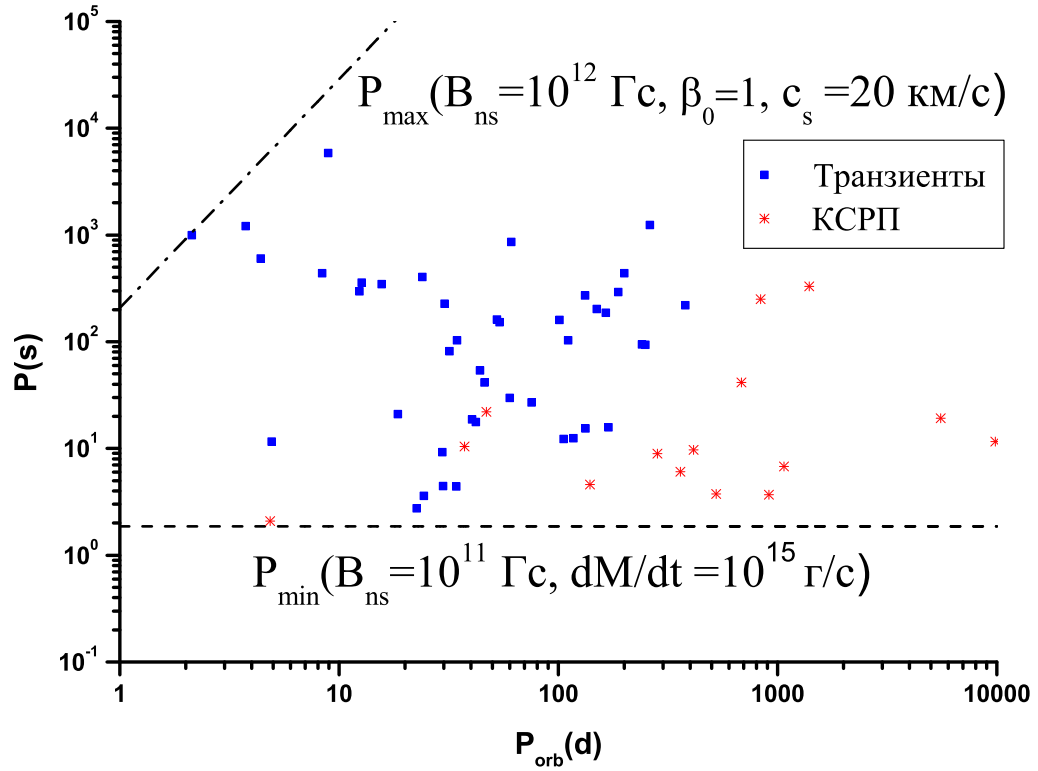


Рис. 6: Диаграмма  $P_s - P_{\text{orb}}$  галактической популяции пульсаров в МРДС. Пунктирные линии ограничивают максимальный и минимальный равновесный период для соответствующих параметров

## Выводы Главы 1

Резюмируя первую главу можно прийти к следующим выводам:

- Ротационная эволюция нейтронных звезд, проявляющих себя как рентгеновские пульсары в МРДС системах, происходит в соответствии с ожидаемой в рамках обобщенного сценария ветровой аккреции.

- Обобщенный сценарий ветровой аккреции допускает три основных приближения: квази-сферической аккреции, аккреции из кеплеровского диска и аккреции из магнито-левитационного диска.
- Исследование пульсаров, демонстрирующих эпизодические вариации периода, происходящих с высоким темпом указывают на реализацию сценария магнито-левитационной аккреции в этих системах.



## Глава 2. Оценка параметров звездного ветра в рентгеновских двойных системах

Процесс переноса массы в МРДС от нормального компонента к нейтронной звезде, как упоминалось ранее, оказывает существенное влияние на ее ротационную эволюцию. Для моделирования процессов взаимодействия между компонентами в таких системах, а также для более глубокого изучения характеристик нормальных звезд исключительно важными являются сведения о параметрах звездного ветра массивного компонента.

Изначально, единственными источниками информации о ветре горячих звезд ранних спектральных классов были резонансные линии (NV, SiIV, CIV и пр.) их спектров в ультрафиолетовой области. Основным методом оценки параметров ветра являлся анализ спектрального профиля PCyг [92]. Благодаря этому методу, удалось изучить быстрые компоненты звездного ветра массивных звезд, а также оценить их темп истечения в приближении модели однородного сферически-симметричного ветра. По результатам этих исследований, горячие звезды в резонансных линиях ультрафиолета демонстрировали относительно большую скорость эжектируемого вещества, порядка  $v_w \sim 1500 - 2000$  км/с с характерным темпом истечения  $\dot{M}_w \sim 10^{-8} - 10^{-9} M_\odot/\text{год}$ .

С открытием большого числа рентгеновских пульсаров в МРДС с ветровой аккрецией обнаружилось принципиальное противоречие: высокие скорости и низкий темп истечения вещества массивной звезды, оцененные из спектральных наблюдений, указывали на относительно низкий темп захвата вещества аккрецирующей нейтронной звездой из ветра массивного компаньона, но факт высокой рентгеновской светимости пульсаров в МРДС указывал на высокий темп захвата [88]. Так, согласно работе [89] величина рентгеновской светимости  $\sim 10^{31}$  эрг/с квазистационарного пульсара X Per, полученная в приближении

сферически-симметричной аккреции с учетом высокой скорости ветра 800 км/с и умеренного темпа истечения  $10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$  из анализа резонансных линий спектра массивного компаньона, приблизительно на три порядка меньше наблюдаемой величины  $\sim 10^{34}$  эрг/с.

С развитием технических средств, а также совершенствованием методик наблюдений удалось установить, что структура ветра горячих звезд может существенно отличаться от сферически-симметричного приближения. Оптические и ИК наблюдения Ве звезд, в частности входящих в МРДС системы, указывают на многокомпонентную структуру их звездного ветра [88, 89]. Существуют веские основания полагать, что звездный ветер в плоскости двойной системы имеет повышенную плотность и течет с относительно низкой скоростью  $v_w \sim 150 - 600$  км/с. Разреженный и быстрый  $v_w \sim 800 - 2000$  км/с компонент звездного ветра наблюдаемый в резонансных линиях ультрафиолетовой области спектра, распространяется в направлении перпендикулярным к плоскости двойной системы в направлении оси вращения массивной звезды.

Несмотря на большое количество спектральных исследований параметров массивных звезд, до сих пор остаются малоизученными вопросы о степени неоднородности структуры звездного ветра [90] и степени его замагниченности [91]. Также существуют некоторые трудности в изучении ветровых характеристик традиционными (спектральными) методами. В частности, далеко не у всех звезд, и тем более входящие в рентгеновские двойные системы можно наблюдать, вносимые эжектируемым веществом резонансные линии поглощения в спектре, а только в случае непрозрачного (с достаточной оптической толщиной) звездного ветра [92].

Здесь мы предлагаем новый подход в изучении ветровых параметров, где основным "инструментом" служит аккрецирующая нейтронная звезда (рентгеновский пульсар). Наблюдаемые характеристики которой могут быть

использованы для оценки параметров аккреционного потока и, соответственно, звездного ветра его массивного компаньона. Наилучшими источниками для реализации данного подхода являются квазистационарные пульсары. Как было отмечено в первой главе, указанные объекты отличаются слабой переменностью рентгеновского блеска. За все время наблюдения, поток рентгеновского излучения этих источников менялся не более чем на порядок величины, что отражает стационарный характер обмена массой между компонентами этих систем и, высокую стабильность темпа аккреции вещества на поверхность нейтронной звезды. Это качество делает квазистационарные пульсары наиболее привлекательными объектами для исследования механизма ротационной эволюции аккрецирующих нейтронных звезд. Стационарный характер аккреции позволяет исключить из рассмотрения сценарии, в которых наблюдаемое изменение крутящего момента, приложенного к нейтронной звезде, объясняется преимущественно изменением темпа аккреции. Это, в свою очередь, открывает возможность исследования структуры и физических свойств аккреционного потока и механизма его взаимодействия с магнитным полем нейтронной звезды. Именно к таким объектам относится рентгеновский пульсар ОАО 1657-415, основные параметры и необычная ротационная эволюция которого описываются далее.

### § 2.1 Параметры рентгеновского пульсара ОАО 1657-415

В качестве примера рассмотрим ротационную эволюцию ОАО 1657-415, являющимся квазистационарным рентгеновским пульсаром, расположенным на расстоянии  $d_0 = 6.4 \pm 1.5$  кпк [53]. Он отождествлен с массивной рентгеновской двойной системой, имеющей орбитальный период  $P_{orb} \simeq 10.44$  сут и эксцентриситет  $e \simeq 0.104$  [96]. Компонентами системы является нейтронная звезда и массивный сверхгигант спектрального класса В0-6 Iab [53]. Нейтронная

звезда в настоящую эпоху вращается с периодом  $P_s \approx 36.906$  с [66] и обладает магнитным полем, величина которого на ее поверхности, измеренная из анализа циклотронной линии, наблюдаемой в рентгеновском спектре источника, составляет  $(3.1 \pm 0.2) \times 10^{12}$  Гс [97].

ОАО 1657-415, исходно открытый в 1978 году как затменный рентгеновский источник [98], спустя год был отождествлен с аккрецирующим рентгеновским пульсаром, период которого на тот момент составлял 38.22 с [99]. Средняя рентгеновская светимость источника в диапазоне 2 – 10 кэВ имеет величину  $L_x \simeq 3 \times 10^{36} (d/d_0)^2$  эрг/с [53], которая на протяжении всего времени наблюдений объекта изменялась лишь плавно пределах одного порядка величины [18].

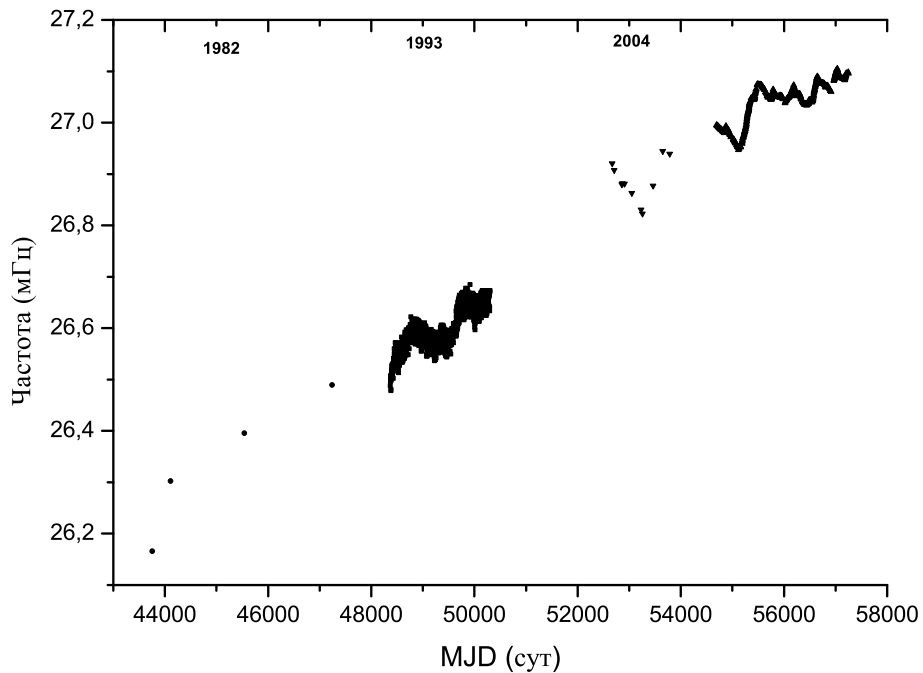


Рис. 7: Эволюция периода с момента открытия и по 2015 г. квазистационарного рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 по наблюдениям рентгеновских и гамма обсерваторий : "HEAO-1", "Temna", "Ginga", "Einstein", "Integral", "Fermi GMB" [93], [94], [66]

Картина эволюции периода пульсара, приведенная на Рис. 7, напротив, отличается необычной динамикой. Частота регулярных пульсаций, начиная с момента открытия источника, монотонно увеличивается со средним темпом  $\dot{\nu}_{\text{su}}^{(g)} \simeq (8.3 - 8.9) \times 10^{-13} \text{Гц/с}$  [17, 18]. К настоящему времени период пульсара уменьшился по сравнению с его исходным значением более чем на секунду [93, 66].

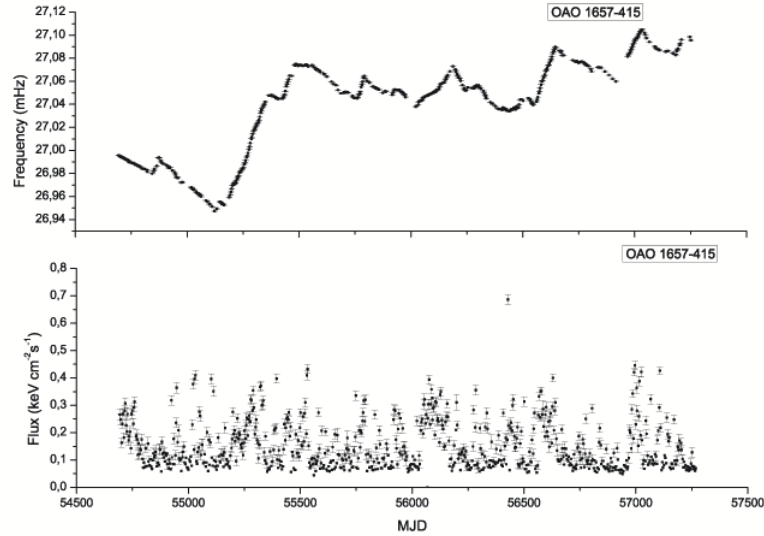


Рис. 8: Эволюция периода квазистационарного рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 и его изменение потока рентгеновского излучения в диапазоне 12 – 50 кэВ по наблюдениям рентгеновского телескопа "Fermi GMB" в период 2008-2015гг.

На фоне регулярного уменьшения период пульсара испытывает локальные хаотические вариации. В течение этих эпизодов, которые длятся от нескольких дней до месяцев, нейтронная звезда оказывается в состоянии ускорения или торможения своего вращения с исключительно высоким темпом. В частности, частота пульсаций в течение 50680 – 50687 (см. Рис. 8) уменьшалась с темпом  $\dot{\nu}_{\text{sd}}^{(1)} = -3.27 \pm 0.09 \times 10^{-12} \text{Гц/с}$  [100], в течение 52672 – 53255 темп торможения вращения звезды составлял  $\dot{\nu}_{\text{sd}}^{(1)} = -1.79 \times 10^{-12} \text{Гц/с}$ , а в течение 53255 – 53789 происходила раскрутка пульсара с темпом  $\dot{\nu}_{\text{su}}^{(1)} = 3.44 \times 10^{-12} \text{Гц/с}$

[17]. Результаты анализа данных, полученных при наблюдении ОАО 1657-415 телескопом "Fermi" [66], представлены в Таблице 5.

Таблица 5: Локальные наблюдаемые темпы изменений частоты вращения квазистационарного рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 в период 54694-57034 MJD

MJD	$\Delta t$ (сут)	$\dot{\nu}^{(1)}$ (Гц/с)
54694 - 54822	128	$-1.20 \pm 0.02 \times 10^{-12}$
54882 - 55112	230	$-1.96 \pm 0.03 \times 10^{-12}$
55192 - 55365	173	$6.07 \pm 0.09 \times 10^{-12}$
55574 - 55738	164	$-1.81 \pm 0.07 \times 10^{-12}$
55741 - 55783	42	$3.57 \pm 0.73 \times 10^{-12}$
56020 - 56174	154	$1.94 \pm 0.07 \times 10^{-12}$
56188 - 56253	65	$-3.92 \pm 0.28 \times 10^{-12}$
56543 - 56674	131	$6.04 \pm 0.12 \times 10^{-12}$
56968 - 57034	66	$4.28 \pm 0.10 \times 10^{-12}$

Следует особо отметить отсутствие корреляции между эпизодами локальных вариаций периода пульсара и изменениями наблюдаемого потока рентгеновского излучения (см. [100] и Рис. 8). Более того, в работе [101] также отмечено отсутствие корреляции между временными вариациями спектра и интенсивности излучения в диапазоне 0.2–70 кэВ. Эти результаты делают сомнительной возможность объяснения эпизодических вариаций периода в терминах спонтанного изменения темпа аккреции и/или структуры аккреционного потока внутри магнитосферы нейтронной звезды. Они указывают, что причиной таких вариаций периода, скорее, могут являться временные изменения параметров аккреционного потока, взаимодействующего с магнитным полем нейтронной

звезды на границе ее магнитосферы и/или за ее пределами.

### § 2.2 Оценка относительной скорости ветра

Описанное выше, глобальное ускорение вращения рентгеновского пульсара ОАО 1657 обусловлено передачей углового момента нейтронной звезде от аккреционного потока, захватываемого ею на радиусе Бонди. Величина ускоряющего момента сил в данном случае ограничена условием:

$$|K_{\text{su}}| \leq |K_{\text{su}}^{(0)}| \quad (51)$$

где:

$$K_{\text{su}}^{(0)} = \xi \dot{M} \Omega_{\text{orb}} r_{\text{G}}^2 \quad (52)$$

определяет максимальный возможный темп передачи углового момента нейтронной звезде от захваченного вещества в ходе аккреции [9, 102],  $|K_{\text{su}}| = 2\pi I \dot{\nu}_{\text{su}}^{(g)}$  - абсолютная величина ускоряющего момента сил. Решая неравенство (51) относительно  $v_{\text{rel}}$ , находим  $v_{\text{rel}} \leq v_0$ , где:

$$v_0 \simeq 270 \text{ км/с} \times \xi_{0.2}^{1/4} m^{1/2} I_{45}^{-1/4} \times \\ \times \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г/с}} \right)^{1/4} \left( \frac{P_{\text{orb}}}{10.44 \text{ сут}} \right)^{-1/4} \left( \frac{\dot{\nu}_{\text{su}}^{(g)}}{8 \times 10^{-13} \text{ Гц/с}} \right)^{-1/4} \quad (53)$$

Здесь  $\Omega_{\text{orb}} = 2\pi/P_{\text{orb}}$  - угловая орбитальная скорость,  $m = M_{\text{ns}}/1.4M_{\odot}$  - нормированная масса нейтронной звезды,  $I_{45} = I/10^{45} \text{ г см}^2$  - нормированный момент инерции нейтронной звезды.

### § 2.3 Эпизодические локальные вариации периода ОАО 1657-415

Величины наблюдаемых темпов локальных вариаций периода ОАО 1657 примерно на порядок выше значения его глобального тренда ускорения, что говорит в пользу равновесного вращения пульсара (т.е. вращения нейтронной

звезды с равновесным периодом). Согласно формуле (52) величина захватываемого углового момента на радиусе Бонди существенным образом зависит от скорости ветра. Наблюдаемый глобальный тренд ускорения ОАО 1657 является следствием дрейфа равновесного периода, вызванного по-видимому долгопериодическими изменениями в скорости ветра его массивного компаньона. Подобные долгопериодические вариации скорости наблюдаются и в солнечном ветре, связанные с 11 летним циклом активности [95].

Традиционные приближения аккреции (квазисферическая аккреция, аккреция из Кеплерова диска) встречаются с трудностями при попытке объяснить высокий темп изменения периода пульсара в локальных эпизодах торможения и ускорения вращения ОАО 1657 [100]. Верхний предел величины замедления вращения для ОАО 1657 в рамках традиционных аккреционных приближений имеет вид (см. Главу 1):

$$\begin{aligned} \dot{\nu}_{\text{sd}}^{(0)} &= \frac{k_t \dot{M} \omega_s r_A^2}{2\pi I} \simeq -2.01 \times 10^{-13} \text{ Гц/с} \times k_t m^{-2/7} I_{45}^{-1} \times \\ &\times \left( \frac{P_s}{37 \text{ с}} \right)^{-1} \left( \frac{\dot{M}}{1.6 \times 10^{16} \text{ г/с}} \right)^{3/7} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{1.6 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{8/7} \end{aligned} \quad (54)$$

Оценка в выражении (54) оказывается существенно меньше большинства локальных наблюдаемых эпизодов замедления вращения  $\dot{\nu}_{\text{sd}}^{(1)}$  (см. таблицу 5), что ставит под сомнение возможность реализации этого сценария в ОАО 1657 [100].

Как было показано в предыдущей главе, указанные трудности удается преодолеть в рамках обобщенного сценария аккреции, учитывающего влияние собственного магнитного поля  $B_f$  звездного ветра. Это предполагает, что замагниченный аккреционный поток на радиусе  $r_{\text{ml}}$  трансформируется в некеплеровский магнито-левитационный (ML) диск, в котором вещество удерживается его собственным магнитным полем. Крутящий момент, приложенный к нейтронной



звезде со стороны аккреционного потока, в данном приближении  $\dot{\nu}_{\text{sd}}^{(\text{ml})} = K_{\text{sd}}^{(\text{ml})}/2\pi I$  дает более эффективный темп торможения вращения, который в случае ОАО 1657 составляет:

$$\begin{aligned} \dot{\nu}_{\text{sd}}^{(\text{ml})} &\simeq -8 \times 10^{-12} \Gamma_{\text{ц}}/\text{с} \times k_{\text{т}} m^{-8/13} T_6^{3/13} \alpha_{0.1}^{-3/13} \times \\ &\times \left( \frac{P_s}{37 \text{ с}} \right)^{-1} \left( \frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ г/с}} \right)^{6/13} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{17/13} \end{aligned} \quad (55)$$

Полученная максимально возможная оценка темпа торможения  $\dot{\nu}_{\text{sd}}^{(\text{ml})}$  находится в хорошем согласии с наблюдаемыми эпизодами торможения. Это позволяет предположить, что захватываемый звездный ветер в окрестностях нейтронной звезды ОАО 1657 обладает магнитным полем, достаточным для образования МL-диска.

#### § 2.4 Магнитное поле звездного ветра

Источником магнитного поля в звездном ветре является магнитное поле звезды его эжектирующей. Спектрополяриметрические исследования звезд ранних спектральных классов указывают на наличие магнитных полей с напряженностью от нескольких десятков до десятков тысяч Гаусс [104] [105] [106]. Впервые, наличие достаточно сильных магнитных полей у некоторых звезд было обнаружено посредством уникального фотоэлектрического магнитографа, сконструированного Бибкоком и разработанной им методике спектрополяриметрического анализа магнитных полей звезд, основанной на измерении зеемановского расщепления спектральных линий [107]. Данная методика и сконструированный им прибор позволяли идентифицировать магнитное поле звезды если оно превышало 200 – 1000 Гс, в зависимости от ее яркости и резкости спектральных линий. Несмотря на такую невысокую чувствительность, в первое десятилетие удалось обнаружить сильные магнитные поля у 89 звезд

[108] [109], к настоящему моменту их известно более нескольких сотен [110], современные приборы и методы позволяют идентифицировать поля вплоть до нескольких Гаусс [106].

В работе [91], приведены результаты наблюдений 11 магнитных звезд О-класса главной последовательности и более ранних классов светимости. Согласно результатам этой работы данные объекты хорошо интерпретируются с помощью модели, в которой магнитное поле звезды имеет крупномасштабную, близкую к дипольной структуру. Магнитное поле таких звезд может оказывать существенное влияние на порождаемый ими ветер, в частности на темп истечения, пространственную структуру и физические параметры истекаемого вещества. Несмотря на значительное количество проведенных исследований вопрос о степени магнетизации звездного ветра остается, однако, открытым. Одна из возможностей ответить на этот вопрос рассматривается в данной главе.

Как было показано выше, высокий темп изменения периода, наблюдаемый в эпизодах ускорения и торможения пульсара хорошо интерпретируются в рамках сценария МЛ-аккреции. Это, однако, предполагает, что относительная скорость ветра  $v_{\text{rel}}$ , заключена в пределах  $v_{\text{ca}} \leq v_{\text{rel}} \leq v_{\text{ma}}$ , где  $v_{\text{ca}}$  и  $v_{\text{ma}}$  величины предельных скоростей:

$$v_{\text{ca}} \simeq 160 \text{ км/с} \times \xi_{0.2}^{3/7} \beta_0^{1/7} m^{3/7} \left( \frac{P_{\text{orb}}}{10.44 \text{ сут}} \right)^{-3/7} \left( \frac{c_{\text{s0}}}{10 \text{ км/с}} \right)^{-2/7} \quad (56)$$

$$v_{\text{ma}} \simeq 540 \text{ км/с} \times \beta_0^{-1/5} m^{12/35} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{-6/35} \left( \frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ г/с}} \right)^{3/35} \left( \frac{c_{\text{s0}}}{10 \text{ км/с}} \right)^{2/5} \quad (57)$$

Максимальное значение  $\beta$ -параметра при МЛ-аккреции можно оценить из условия  $v_0 \leq v_{\text{ma}}$  при котором Альвеновский радиус не превосходит радиус магнитной левитации:

$$\beta_0^{(\max)} \simeq 30 \times m^{12/7} \xi_{0.2}^{-5/4} I_{45}^{-7/4} \times \left( \frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ г/с}} \right)^{3/7} \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right)^2 \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{-6/7} \quad (58)$$

Наблюдаемое глобальное ускорения осевого вращения пульсара ОАО 1657 указывает на то, что угловая скорость вещества превосходит угловую скорость нейтронной звезды на границе ее магнитосферы (см. уравнение 35 в предыдущей главе)  $\Omega_f(r_{\text{ма}}) > \omega_s$ . Это, однако, означает, что угловая скорость аккреционного потока должна успеть увеличиться до величины  $\omega_s$  до того момента, как поток достигнет радиуса магнитной левитации. Угловая скорость аккрецируемого вещества в МЛ-диске  $r_{\text{мл}} > r > r_{\text{ма}}$  не претерпевает значительных изменений, вследствие его твердотельного вращения [82].

$$\Omega_f(r_{\text{ма}}) = \Omega_f(r_{\text{мл}}) = \xi \Omega_{\text{orb}} \left( \frac{r_{\text{г}}}{r_{\text{мл}}} \right)^2 \Rightarrow \xi \Omega_{\text{orb}} \beta_0^{4/3} \left( \frac{v_{\text{rel}}}{c_{s0}} \right)^{8/3} \quad (59)$$

Неравенство  $\Omega_f(r_{\text{ма}}) > \omega_s$  дает важное соотношение между относительной скоростью  $v_{\text{rel}}$  и параметром  $\beta_0$  в случае наблюдаемого глобального ускорения:

$$v_{\text{rel}}(\beta_0) \simeq 800 \text{ км/с} \times \beta_0^{-1/2} \xi_{0.2}^{-3/8} \times \left( \frac{P_s}{37 \text{ с}} \right)^{-3/8} \left( \frac{P_{\text{orb}}}{10.44 \text{ сут}} \right)^{3/8} \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right) \quad (60)$$

Минимальное возможное значение данного параметра оценивается из условия, что для относительной скорости ветра  $v_{\text{rel}}$  при МЛ-аккреции существует верхний предел  $v_{\text{ма}}$ , следовательно из неравенства  $v_{\text{rel}}(\beta_0) \leq v_{\text{ма}}$ , получаем нижнюю оценку параметра:

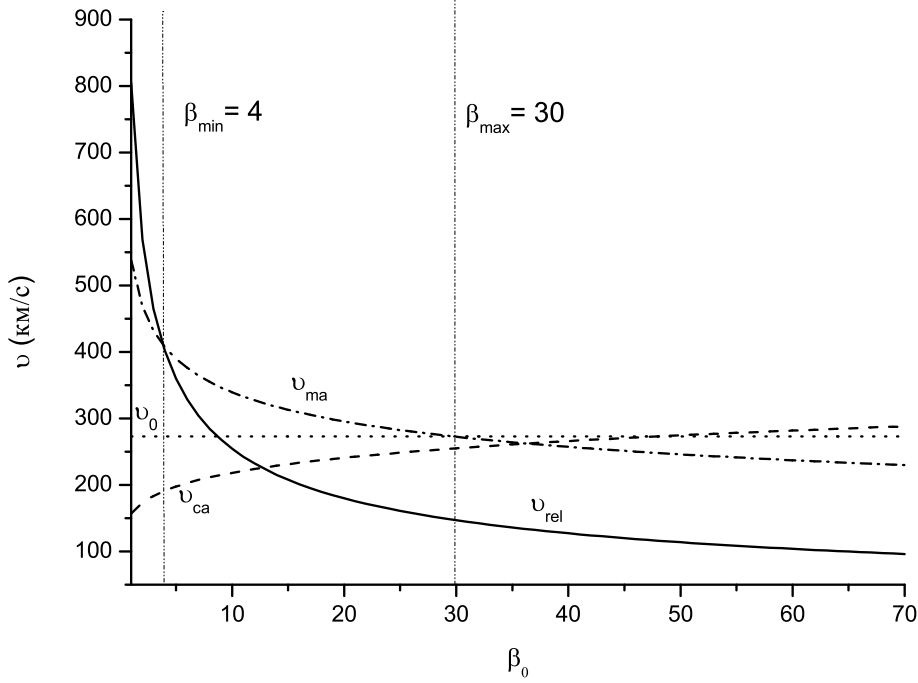


Рис. 9: График зависимости характеристических скоростей от  $\beta$ -параметра звездного ветра массивной компоненты

$$\beta_0^{(\min)} \simeq 4 \times m^{-8/7} \xi_{0.2}^{-5/4} \left( \frac{P_s}{37 \text{ c}} \right)^{-5/4} \left( \frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ Г/с}} \right)^{-2/7} \times$$

$$\times \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right)^2 \left( \frac{P_{\text{orb}}}{10.44 \text{ сут}} \right)^{5/4} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{4/7} \quad (61)$$

Таким образом, значение  $\beta$ -параметра лежит в диапазоне  $\beta_0^{(\min)} \leq \beta_0 \leq \beta_0^{(\max)}$  что, в свою очередь, позволяет оценить соответственно верхний и нижний предел значения напряженности магнитного поля  $B_f$  в ветре массивного компаньона [82]:

$$B_f = \left( \frac{2\dot{M} v_0^3 c_{s0}^2}{(GM_{\text{ns}})^2 \beta_0} \right)^{1/2} \quad (62)$$

Подстановка в (62) соответствующих значений максимальных и минимальных параметров, дают следующие оценки верхнего и нижнего предела

напряженности магнитного поля в ветре массивного компаньона:

$$\begin{aligned}
 B_f^{(\min)} &\simeq 15 \text{ мГс} \left( \frac{\beta_0^{\max}}{30} \right)^{-1/2} \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right) \left( \frac{v_0}{270 \text{ км/с}} \right)^{3/2} \left( \frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ г/с}} \right)^{1/2} \\
 B_f^{(\max)} &\simeq 70 \text{ мГс} \left( \frac{\beta_0^{\min}}{4} \right)^{-1/2} \left( \frac{c_{s0}}{10 \text{ км/с}} \right) \left( \frac{v_0}{270 \text{ км/с}} \right)^{3/2} \left( \frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ г/с}} \right)^{1/2} \quad (63)
 \end{aligned}$$

Таким образом напряженность магнитного поля звездного ветра на радиусе Бонди для параметров пульсара ОАО 1657 лежит в интервале  $15 \text{ мГс} \leq B_{f0} \leq 70 \text{ мГс}$ .

Рассмотрение крупномасштабного магнитного поля массивной компоненты в рамках дипольного приближения позволяет оценить напряженность поля на ее поверхности:

$$B_* = B_f \left( \frac{a_{\text{orb}}}{R_*} \right)^3 \quad (64)$$

Здесь  $a_{\text{orb}}$  - радиус орбиты нейтронной звезды,  $R_*$  - радиус массивной компоненты. Подставляя в выражение (64) значения напряженности магнитного поля звездного ветра в окрестностях нейтронной звезды в плоскости ее орбиты, получим оценки магнитного поля массивной компоненты ОАО 1657 в дипольном приближении на ее поверхности:

$$B_*^{(\max)} \simeq 10 \text{ Гс} \times \left( \frac{B_f^{(\max)}(r_G)}{70 \text{ мГс}} \right) \left( \frac{a_{\text{orb}}}{5 \times 10^{12} \text{ см}} \right)^3 \left( \frac{R_*}{10 R_\odot} \right)^{-3} \quad (65)$$

$$B_*^{(\min)} \simeq 4 \text{ Гс} \times \left( \frac{B_f^{(\min)}(r_G)}{15 \text{ мГс}} \right) \left( \frac{a_{\text{orb}}}{5 \times 10^{12} \text{ см}} \right)^3 \left( \frac{R_*}{10 R_\odot} \right)^{-3} \quad (66)$$

Здесь радиус орбиты нормирован в соответствии с оценкой, полученной по третьему закону Кеплера, при массе компаньона  $14 M_\odot$  [18],  $R_* \simeq 10 R_\odot$  - средний радиус массивной звезды для соответствующего спектрального класса [29].

Оценки напряженности магнитного поля массивной компоненты в дипольном приближении, полученные из уравнения (64), указывают на относительно слабое магнитное поле на поверхности массивной компоненты ОАО 1657. Это является аргументом в пользу того, что даже слабое поле может вносить значительный вклад в динамику и структуру аккреционного потока, образованного в ходе захвата звездного ветра массивного компонента нейтронной звездой.

Разработанный алгоритм диагностики параметров ветра, а также полученные в рамках магнитного приближения аккреции оценки собственного магнитного поля в звездном ветре на примере рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 могут существенно расширить возможности изучения звездного магнетизма и его влияния на ротационную эволюцию рентгеновских пульсаров.

## **Выводы Главы 2**

По результатам второй главы можно сделать следующие выводы:

- Пульсары в массивных рентгеновских двойных системах являются "естественными лабораториями" для исследования параметров звездного ветра массивных звезд. Нейтронная звезда в этих системах играет роль "зонда", позволяющего оценить параметры звездного ветра ее компаньона по наблюдаемым характеристикам излучения и ротационной эволюции рентгеновского пульсара.
- Предложенный алгоритм оценки параметров звездного ветра разработан в рамках обобщенного сценария ветровой аккреции и может быть реализован в системах с ML-аккрецией, в которых массивных компонент обладает достаточно сильным магнитным полем.
- Результат применения предложенного нами метода к квазистационарному пульсару в МРДС системе ОАО1657-415 указывает, что звездный ветер массивного компонента в плоскости орбиты системы в окрестности нейтронной

звезды имеет относительно невысокую скорость (сравнимую с орбитальной) и обладает крупномасштабным ( $\geq r_G$ ) магнитным полем, вклад которого в плотность энергии звездного ветра составляет 7 – 25%.

### Глава 3. Происхождение и современное состояние изолированного рентгеновского пульсара 1E161348-5055

#### § 3.1 Наблюдаемые характеристики 1E161348-5055

Рентгеновский пульсар 1E 161348-5055 (далее 1E 1613) был исходно открыт в 1979 году космической обсерваторией "Эйнштейн", как точечный источник рентгеновского излучения в остатке вспышки сверхновой RCW 103 [21]. Расстояние до туманности RCW 103  $d \simeq 3.2 \pm 0.1$  кпк исходно было оценено из анализа результатов наблюдений поглощения радиоизлучения нейтральным водородом в линии 21 см. [22]. Возраст туманности  $\tau_0 \simeq 2000 \pm 1000$  лет оценивался по наблюдаемой скорости расширения и ее видимого размера [22]. Туманность является нетипичным остатком вспышки сверхновой SN II типа. Она имеет почти округлую форму, волокнистую структуру, относительно низкую скорость расширения ( $\sim 1100$  км/с), и для своего возраста обладает относительно малым пространственным размером  $\sim 7.7$  пк [111]. Туманности с такими параметрами составляют менее 20% от известных на сегодня остатков вспышек сверхновых SN II типа, взрыв которых, по-видимому, произошел в газовой среде повышенной плотности [112].

Сразу после открытия 1E 1613 было высказано предположение, что данный объект является молодой изолированной, остывающей нейтронной звездой [21]. Однако, в период 1997-1999гг. при исследовании 1E 1613 космической обсерваторией "ASCA" были замечены вариации блеска точечного рентгеновского источника. Характеристики регистрируемого излучения указывали на то, что излучение объекта имеет преимущественно тепловую природу и испускается из горячей области  $kT \sim 0.6 - 0.8$  кэВ, характерный размер (эффективный радиус) которой составляет  $a_p \simeq 600$  м [113]. Рентгеновская светимость объекта меняется в пределах  $10^{33} - 10^{35}$  эрг/с при среднем значении  $3 \times 10^{34}$  эрг/сек на



временной шкале нескольких лет [113], [114]. Такие характеристики излучения нетипичны для остывающей нейтронной звезды. Они, скорее, указывают, что источником излучения является нейтронная звезда, аккрецирующая на свою поверхность. Именно такая гипотеза была выдвинута в работе [114], авторы которой утверждают, что данный объект является нейтронной звездой с явными признаками аккреции из области горячих пятен.

Сообщение о возможной переменности блеска 1E1613 с периодом  $\sim 6$  часов, которая была заподозрена при анализе результатов наблюдений этого источника обсерваторией "Chandra", породило гипотезу о двойственности объекта и стимулировало работы по поиску оптического компаньона нейтронной звезды. Наблюдения, выполненные с этой целью на телескопе ESO VLT в ближней инфракрасной области, позволили, однако, установить лишь верхний предел светимости гипотетического компаньона,  $L_{\text{ir}} \sim 10^{31}$  эрг/сек. Таким объектом могла бы являться звезда, спектральный класс которой позднее чем M4 [117]. В этом случае, однако, 1E 1613 представлял бы маломассивную двойную систему, в которой компаньоном пульсирующего рентгеновского источника была бы маломассивная звезда заполняющая свою полость Роша и теряющая вещество через внутреннюю точку Лагранжа (L1) с последующим втеканием в полость Роша нейтронной звезды и образованием вокруг нее Кеплерова аккреционного диска. Маломассивная звезда, соответствующая спектральному классу M4, характеризуется сравнительно небольшой массой  $M_* < 0.2 M_{\odot}$  и радиусом  $R_* < 0.25 R_{\odot} \simeq 1.75 \times 10^{10}$  см. Расстояние между компонентами такой системы можно оценить с помощью третьего закона Кеплера:

$$a_{\text{orb}} \simeq 10^{11} \text{ см} \times \left( \frac{P_{\text{orb}}}{6 \text{ ч}} \right)^{2/3} \left( \frac{G (0.2 M_{\odot} + 1.4 M_{\odot})}{4\pi^2} \right)^{1/3} \quad (67)$$

Учитывая параметры компонент маломассивной системы, находим по формуле Эгглетона [118], что радиус полости Роша маломассивной звезды  $R_{\text{RI}} \simeq 5 \times$

$10^{10}$  см почти в три раза превосходит средний радиус звезды спектрального класса М4. Таким образом, если 1E 1613 является двойной системой, то мало-массивный компаньон нейтронной звезды не заполнял бы свою полость Роша, и, следовательно, не обеспечивал бы достаточный темп аккреции. Этот результат является веским аргументом в пользу того, что 1E 1613 не входит в состав тесной двойной системы и, таким образом, рассматривается как изолированная нейтронная звезда, излучение которой обусловлено либо аккрецией вещества из остаточного диска, либо быстрой диссипацией энергии ее магнитного поля [119].

В 2006 году космической обсерваторией "ХММ-Newton" был обнаружен период пульсаций 1E 1613, составляющий  $6.7 \pm 0.003$  часа [115]. Это самый большой период из всех известных пульсаров. Данное открытие оживило дискуссии о природе объекта. Одним из первых было высказано предположение, что данный объект является уникальным магнитаром, аккрецирующим вещество из окружающего остаточного (fall-back) диска, магнитное поле которого превосходит  $10^{15}$  Гс [119], [115]. Также была выдвинута гипотеза, что 1E 1613 - магнитар в маломассивной тесной двойной системе [120]. Было выдвинуто предположение, что 1E 1613 - миллисекундный пульсар с относительно слабым полем в тесной двойной системе, где наблюдаемый период (6.7 часа) является орбитальным периодом (так называемая мимикрия периодов) [121]. В 2011 году из анализа профилей пульсаций, полученных с космических обсерваторий: "Swift", "Chandra", "ХММ-Newton" был оценен верхний предел замедления вращения  $|\dot{P}| \leq 1.6 \times 10^{-9}$  с/с (или, соответственно,  $|\dot{\nu}_{sd}| \leq 2.8 \times 10^{-18}$  Гц/сек, где  $\nu = 1/P_s$  - частота осевого вращения) [116]. Анализируя свой результат, авторы этого открытия отметили, что момент силы, приложенной к нейтронной звезде в настоящую эпоху, существенно меньше величины, ожидаемой во всех ранее предложенных моделях этого источника (см. уравнения (68) и (69)).

$$\begin{aligned}
|\dot{P}_{\text{sd}}^{(\text{qsp})}| &= \frac{K_{\text{sd}}^{(\text{qsp})}}{2\pi I} P_s^2 \simeq 9 \times 10^{-9} \text{ c/c} \times m^{-2/7} I_{45}^{-1} \times \\
&\times \left( \frac{P_s}{6.7 \text{ ч}} \right) \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{8/7} \left( \frac{\dot{M}}{5 \times 10^{13} \text{ г/с}} \right)^{3/7} \quad (68)
\end{aligned}$$

$$|\dot{P}_{\text{sd}}^{(\text{kd})}| = \frac{K_{\text{sd}}^{(\text{kd})}}{2\pi I} P_s^2 \simeq 3 \times 10^{-11} \text{ c/c} \times m^{-1} I_{45}^{-1} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^2 \quad (69)$$

Здесь  $m = M_{\text{ns}}/1.4M_{\odot}$  - нормированная масса нейтронной звезды,  $I_{45} = I/10^{45} \text{ кг см}^2$  - момент инерции нейтронной звезды.

Высокая стабильность пульсаций указывает, по-видимому, на то, что период вращения звезды в настоящую эпоху близок к равновесному и крутящий момент, приложенный к пульсару со стороны аккреционного потока, слабо зависит от изменений темпа аккреции в остаточном диске.

### § 3.2 Эволюционный статус 1E161348-5055

Одним из основных вопросов о природе изолированного рентгеновского пульсара 1E 1613 является эволюционный статус в котором он наблюдается в настоящее время. В соответствии с принятой на сегодня классификацией нейтронная звезда в общем случае может находиться в одном из трех возможных состояниях: эжектор, пропеллер, либо аккретор [15].

Вопрос о том, может ли 1E1613 находиться в настоящий момент в состоянии эжектора (радиопулсара), предлагает скорее отрицательный ответ. Период осевого вращения нейтронной звезды в состоянии эжектора должен быть меньше критического периода  $P_s < P_{\text{cr}(\text{ej})}$ , где  $P_{\text{cr}(\text{ej})}$  определяется уравнением (81). В случае 1E 1613 выполнение этого условия предполагает, что магнитное поле на поверхности нейтронной звезды  $B_{\text{ns}} \geq B_{\text{ns}}^{(\text{ej})}$ , где:

$$B_{\text{ns}}^{(\text{ej})} \simeq 4 \times 10^{18} \text{ Гс} \times R_6^{-3} I_{45}^{1/2} \left( \frac{P_s}{6.7 \text{ ч}} \right)^{1/2} \left( \frac{\dot{P}_{\text{sd}}}{2 \times 10^{-7} \text{ с/с}} \right)^{1/2} \quad (70)$$

величина напряженности магнитного поля нейтронной звезды на стадии эжектора, для параметров 1E 1613, полученная из оценки магнито-дипольных потерь [15], здесь  $\dot{P}_{\text{sd}} = P_s/2\tau$  - характерный темп замедления вращения (см. уравнение (79)),  $R_6 = R_{\text{ns}}/10^6 \text{ см}$  - нормированный радиус нейтронной звезды. Возможность существования объектов с такими сверхсильными полями, однако, сомнительно.

Может ли 1E 1613 находится и в стадии пропеллера? Ответ, по-видимому, также отрицательный. Если предположить, что период осевого вращения 1E 1613 удовлетворяет условию эволюционного статуса пропеллера  $P_s < P_{\text{cr}(\text{pr})}$  (см. уравнение 82), то магнитное поле нейтронной звезды должно превосходить  $B_{\text{ns}} \geq B_{\text{ns}}^{(\text{pr})}$ , где:

$$B_{\text{ns}}^{(\text{pr})} \simeq 5 \times 10^{17} \text{ Гс} \times R_6^{-7/3} m^{-1/9} T_6^{1/3} \left( \frac{P_s}{6.7 \text{ ч}} \right)^{13/9} \left( \frac{L_x}{10^{34} \text{ эрг/с}} \right)^{2/3} \quad (71)$$

Здесь  $T_6 = T_0/10^6 \text{ К}$  - температура в магнитопаузе. Такая значительная величина напряженности магнитного поля на поверхности нейтронной звезды (на 5 порядков выше канонического значения) представляется нам также крайне сомнительной.

Приведенные выше аргументы, скорее указывают, что наиболее вероятным состоянием 1E 1613 в настоящую эпоху является состояние аккретора. Радиус магнитосферы и темп падения вещества на поверхность нейтронной звезды, соответственно, в этом случае составляют [114]:

$$r_m \simeq 3 \times 10^8 \text{ см} \times \left( \frac{R_{\text{ns}}}{10^6 \text{ см}} \right)^3 \left( \frac{a_p}{600 \text{ м}} \right)^{-2} \quad (72)$$

$$\dot{M} \simeq 5 \times 10^{13} \text{ г/с} \times m^{-1} \left( \frac{R_{\text{ns}}}{10^6 \text{ см}} \right) \left( \frac{L_x}{10^{34} \text{ эрг/с}} \right) \quad (73)$$

При этих условиях 1E1613 может рассматриваться как изолированная нейтронная звезда, аккрецирующая вещество из остаточного диска на свою поверхность в область магнитных полюсов. Ключевым вопросами в рамках такого сценария являются сценарий аккреции, реализуемый в настоящее время и происхождение такого уникального источника.

### §3.3 Аккреционные приближения 1E161348-5055

Сценарий, в котором 1E 1613 выступает как изолированная нейтронная звезда, аккрецирующая материю на свою поверхность из остаточного диска, позволяет дать наиболее простую и исчерпывающую интерпретацию рентгеновского излучения источника. Вместе с тем, существуют основания полагать, что структура остаточного диска в 1E 1613 отличается от структуры, ставшего классическим Кеплерова альфа-диска. Один из аргументов для такого вывода основан на предположении, что нейтронная звезда в настоящую эпоху вращается с периодом, близким к равновесному. Принимая во внимание, что равновесный период нейтронной звезды, аккрецирующей материю из Кеплерова диска (см., например, уравнение 7 в [81]),

$$P_{\text{eq}}^{(\text{kd})} \simeq 30 \text{ с} \times m^{-5/7} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{6/7} \left( \frac{\dot{M}}{5 \times 10^{13} \text{ г/с}} \right)^{-3/7} \quad (74)$$

находим, что наблюдаемый период 1E 1613 может быть порядка равновесного периода нейтронной звезды лишь при условии, что напряженность магнитного поля на ее поверхности составляет не менее  $5 \times 10^{15} \text{ Гс}$  [119, 115]. Если предположить, что наблюдаемый период пульсара существенно превосходит его равновесный период, то пульсар в настоящую эпоху должен был бы находиться в состоянии аккреционной раскрутки с темпом:

$$\begin{aligned}
|\dot{P}_{\text{su}}^{(\text{kd})}| &= \frac{K_{\text{su}}^{(\text{kd})}}{2\pi I} P_{\text{s}}^2 \simeq 3 \times 10^{-6} \text{ с/с} \times m^{3/7} \times \\
&\times \left( \frac{P_{\text{s}}}{6.7 \text{ ч}} \right)^2 \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{2/7} \left( \frac{\dot{M}}{5 \times 10^{13} \text{ г/с}} \right)^{6/7} \quad (75)
\end{aligned}$$

Это, однако, противоречит результатам наблюдений.

В рамках предположения, что нейтронная звезда в 1E 1613 аккрецирует вещество из квазисферического потока или из некеплерова диска, величину ее магнитного поля можно оценить как  $B_1 \leq B_{\text{ns}} \leq B_2$ , где:

$$B_1 \simeq 4 \times 10^{10} \text{ Гс} \times m^{-1/4} \left( \frac{R_{\text{ns}}}{10^6 \text{ см}} \right)^{1/2} \left( \frac{L_{\text{x}}}{10^{34} \text{ эрг/с}} \right)^{1/2} \left( \frac{a_{\text{p}}}{6 \times 10^4 \text{ см}} \right)^{-2} \quad (76)$$

вычислено в предположении  $r_{\text{m}} = r_{\text{A}}$ , а

$$\begin{aligned}
B_2 &\simeq 1 \times 10^{12} \text{ Гс} \times \alpha_{0.1}^{-1/3} T_6^{1/3} m^{-5/6} \left( \frac{R_{\text{ns}}}{10^6 \text{ см}} \right)^{-25/6} \times \\
&\times \left( \frac{L_{\text{x}}}{10^{34} \text{ эрг/с}} \right)^{2/3} \left( \frac{a_{\text{p}}}{6 \times 10^4 \text{ см}} \right)^{-2} \quad (77)
\end{aligned}$$

является оценкой магнитного поля нейтронной звезды, аккрецирующей из МЛ-диска, внутренний радиус которого (и, соответственно радиус магнитосферы нейтронной звезды)  $r_{\text{m}} = r_{\text{ma}}$ .

Учитывая верхний предел темпа замедления вращения нейтронной звезды, полученный в работе [116], можно заключить, что соответствия между нашей моделью и наблюдениями удастся достичь при условии, что угловая скорость вещества на внутреннем радиусе МЛ-диска составляет  $\Omega_{\text{f}}(r_{\text{ma}}) = 0.995 k_{\text{m}}^{-1} \omega_{\text{s}}$ . Такой случай соответствует равновесному вращению нейтронной звезды, т.е. случаю, когда угловая скорость ее осевого вращения порядка угловой скорости вещества на внутреннем радиусе МЛ-диска. Если бы период осевого вращения нейтронной звезды существенно отличался от своего равно-

весного значения, то темп изменения периода пульсара в рамках ML-аккреции составлял бы  $\dot{P}_{\text{sd}}^{(\text{ml})} = P_{\text{s}}^2 K_{\text{sd}}^{(\text{ml})} / 2\pi I$ :

$$\begin{aligned} |\dot{P}_{\text{sd}}^{(\text{ml})}| &\simeq 3 \times 10^{-7} \text{ с/с} \times k_{\text{m}} I_{45}^{-1} m^{-1/2} \times \\ &\times \left( \frac{r_{\text{m}}}{3 \times 10^8 \text{ см}} \right)^{-3/2} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^2 \left( 1 - \frac{\Omega_{\text{f}}(r_{\text{ma}})}{\omega_{\text{s}}} \right) \end{aligned} \quad (78)$$

что существенно выше верхнего предела  $\dot{P}$ , полученного из наблюдений.

### § 3.4 Происхождение изолированного рентеновского пульсара 1E 161348-5055

Следующим вопросом о природе изолированного рентеновского пульсара 1E 1613 является история его происхождения. Исходя из современных представлений об эволюции тесных двойных систем [122], можно рассмотреть два возможных сценария образования данного объекта:

1) В первом случае нейтронная звезда 1E 1613 могла бы образоваться вследствие коллапса ядра более массивного компонента системы на заключительной стадии эволюции, приведшей к распаду его двойной системы и образованию остатка вспышки RCW 103. В этом случае 1E 1613 оказывается молодой изолированной нейтронной звездой, возраст которой сопоставим с возрастом RCW 103, т.е.  $\sim 2000$  лет. Если предположить, что нейтронная звезда в момент своего рождения вращалась с периодом много меньшим периода, наблюдаемого в настоящее время, т.е. 6 часов (что вполне естественно), то темп ее торможения должен был бы составлять:

$$|\dot{P}_{\text{sd}}| \simeq \frac{P_{\text{s}}}{2\tau} \simeq 2 \times 10^{-7} \text{ с/с} \times \left( \frac{P_{\text{s}}}{6.7 \text{ ч}} \right) \left( \frac{\tau}{2000 \text{ лет}} \right)^{-1} \quad (79)$$

Иначе, ее период вращения не смог бы достичь 6.7 часа за 2000 лет.

В работе [23] нами была рассмотрена гипотетическая возможность рождения изолированной нейтронной звезды уже в стадии аккретора, т.е. минуя

стадию эжектора и пропеллера. Это могло бы стать объяснением сравнительно молодого возраста изолированного рентгеновского пульсара.

Сценарий эжектора (радиопулсара) не реализуется, если период нейтронной звезды в момент рождения превосходит критический  $P_{\text{cr(ej)}}$ , значение которого можно оценить из равенства давления релятивистского ветра и окружающего нейтронную звезду вещества на радиусе Бонди  $r_G$  [78]:

$$\begin{cases} p_{\text{in}} = \frac{L_{\text{sd}}}{4\pi r_G^2 c} \\ p_{\text{out}} = \rho v_{\text{rel}}^2 \end{cases} \quad (80)$$

Здесь  $L_{\text{sd}} = f_m \mu_{\text{ns}}^2 \omega_s^4 / c^3$  - темп потери вращательной энергии нейтронной звезды на основании формулы магнито-дипольных потерь,  $v_{\text{rel}}$  - скорость нейтронной звезды относительно окружающей материи. Решение системы (80) относительно  $\omega_s$ , дает значение критического периода в случае эжектора [23]:

$$\begin{aligned} P_{\text{cr(ej)}} \simeq & 1.2 \text{ c} \times f_m^{1/4} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{3 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{1/2} \times \\ & \times \left( \frac{\dot{M}}{5 \times 10^{13} \text{ г/с}} \right)^{-1/4} \left( \frac{v_{\text{rel}}}{100 \text{ км/с}} \right)^{-1/4} \end{aligned} \quad (81)$$

где  $f_m = 1 + \sin^2 \chi$  и  $\chi$  - угол между магнитным диполем и осью вращения [123].

Условие реализации аккреции  $r_{\text{cor}} \geq r_{\text{ma}}$  [78] позволяет оценить критический период нейтронной звезды в случае пропеллера  $P_s \geq P_{\text{cr(pr)}}$ :

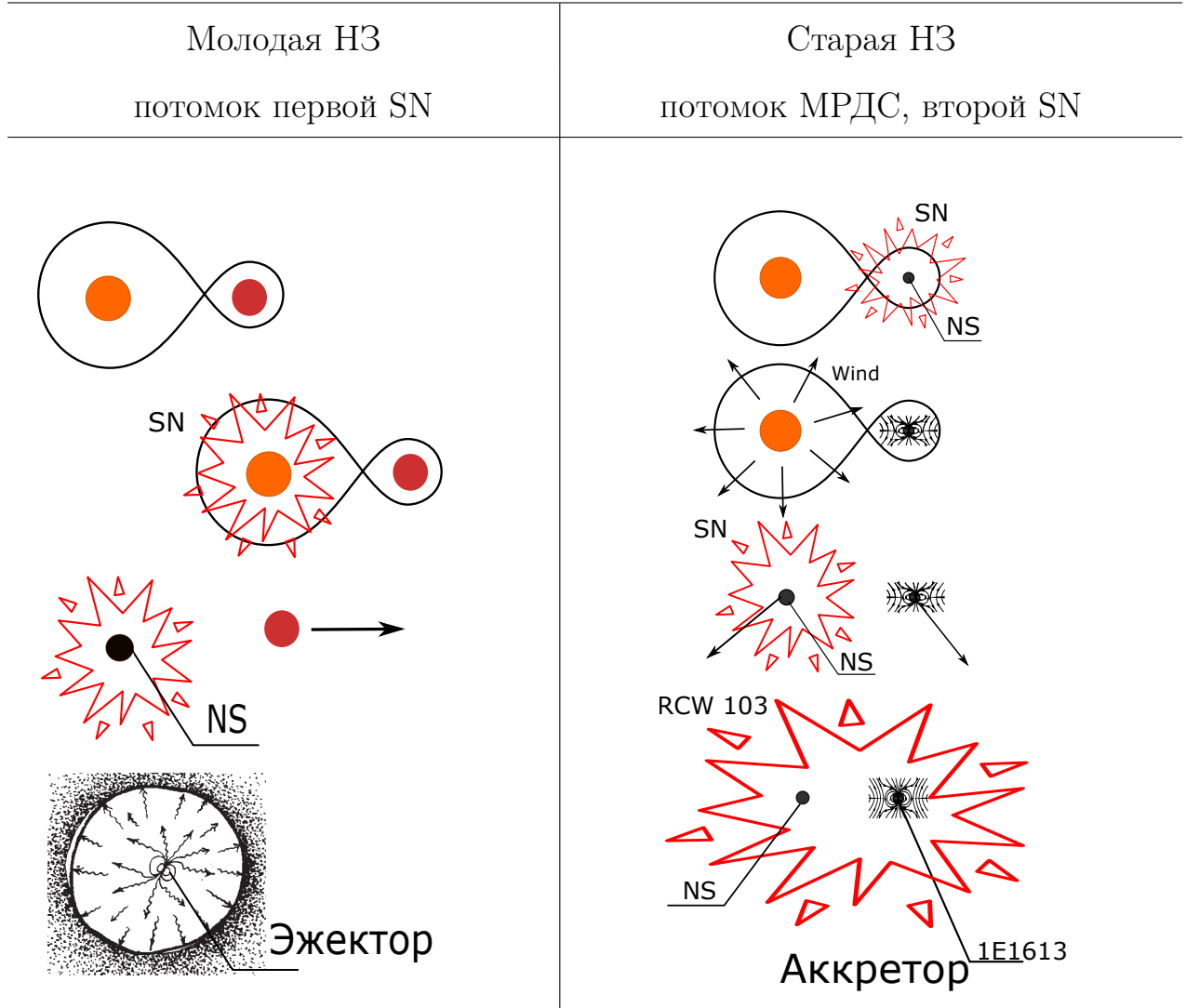
$$P_{\text{cr(pr)}} \simeq 3.5 \text{ c} \times m^{-5/13} T_6^{-3/13} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{9/13} \left( \frac{\dot{M}}{5 \times 10^{13} \text{ г/с}} \right)^{-6/13} \quad (82)$$

Если в момент рождения начальный период нейтронной звезды был больше критического значения (т.е.  $P_0 > P_{\text{cr(pr)}}$ ), то ее эволюция могла начаться со стадии аккретора, минуя как стадию эжектора, так и пропеллера. Однако, согласно работе [124], возможность рождения нейтронных звезд с большими



начальными периодами, представляется крайне сомнительной, в рамках современных представлений о начальном периоде вращения молодых нейтронных звезд с оценкой ( $P_0 \leq 0.5$  с), полученной на основе моделирования ротационных параметров Галактической популяции.

Таблица 6: Схематическое изображение возможных сценариев происхождения изолированного рентгеновского пульсара 1E 161348-5055



2) Можно, однако, предположить, что источник 1E 1613 и остаток вспышки сверхновой RCW 103 оба являются продуктами эволюции массивной двойной системы, которая прошла эпизоды двух последовательных вспышек сверхновых, разделенные стадией МРДС с ветровой аккрецией на нейтронную звезду. В рамках этого сценария 1E 1613 оказывается старой нейтронной

звездой, которая сформировалась в момент первой вспышки сверхновой в двойной системе. В своей истории эта звезда прошла долгий путь эволюции (за время несколько миллионов лет) до момента второй вспышки сверхновой, обусловленной коллапсом ядра ее массивного компаньона. Это событие (вторая вспышка сверхновой) привело к распаду системы [26], и старая нейтронная звезда перешла в изолированное состояние, оставаясь погруженной в остаток вспышки сверхновой ее компаньона, наблюдаемого в настоящую эпоху в форме туманности RCW 103.

Исходный период вращения пульсара 1E 1613 составлял по-видимому доли секунды [124] и увеличивался по мере того, как звезда последовательно проходила стадии эжектора и пропеллера. По завершению этих фаз нейтронная звезда перешла в состояние аккретора, в котором проявляла себя как аккрецирующий рентгеновский пульсар.

Принятое нами предположение в полной мере соответствует современным представлениям об эволюции двойной системы (см. [125] и приведенную там литературу). Время существования такой системы определяется временем эволюции  $t_{\text{ms}}$  оптического компонента с массой  $M_{\text{opt}}$  на Главной последовательности, а именно [126]:

$$t_{\text{ms}} \simeq 6 \times 10^6 \text{ лет} \left( \frac{M_{\text{opt}}}{20M_{\odot}} \right)^{-5/2} \quad (83)$$

Основное время своей эволюции нейтронная звезда проводит в состоянии эжектора (радиопульсара) (см. формулу 17 в [78]):

$$\begin{aligned} \tau_{\text{ej}} \simeq & 3 \times 10^6 \text{ лет} \times I_{45} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{3 \times 10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{-1} \times \\ & \times \left( \frac{\dot{M}}{5 \times 10^{13} \text{ Г/с}} \right)^{-1/2} \left( \frac{v_{\text{rel}}}{100 \text{ км/с}} \right)^{-1/2} \end{aligned} \quad (84)$$

По достижению нейтронной звездой критического периода (см. формулу

(81)) она переходит в стадию пропеллера, в котором тормозящий момент сил, приложенный к звезде со стороны газа, проникающего под ее радиус Бонди, определяется выражением:  $K_{\text{sd}}^{(\text{pr})} \sim \mu_{\text{ns}}^2 / r_{\text{m}}^3$  [15, 127]. Длительность стадии пропеллера:

$$\tau_{\text{pr}} = \frac{\pi I r_{\text{m}}^3}{\mu_{\text{ns}}^2 P_{\text{cr(ej)}}}, \quad (85)$$

существенно зависит от геометрии и физических параметров аккреционного потока. Минимально возможного значения этот параметр достигает в случае сценария магнито-левитационной аккреции, в котором звезда окружена некеплеровым МЛ-диском и радиус ее магнитосферы  $r_{\text{m}} = r_{\text{ma}}$ .

$$\begin{aligned} \tau_{\text{pr}}^{(\text{ml})} &\simeq 6000 \text{ лет} \times \alpha_{0.1}^{6/13} m^{3/13} T_6^{-6/13} I_{45} \times \\ &\times \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{-29/26} \left( \frac{\dot{M}}{5 \times 10^{13} \text{ г/с}} \right)^{-35/52} \left( \frac{v_{\text{rel}}}{100 \text{ км/с}} \right)^{1/4} \end{aligned} \quad (86)$$

По достижении нейтронной звездой критического периода пропеллера (см. уравнение 82) она переходит в стадию аккретора. Используя выражение момента сил (35), приложенного со стороны аккреционного потока к границе магнитосферы, найдем характерное время торможения вращения нейтронной звезды на стадии аккретора до значения равновесного периода (текущего значения) в приближении МЛ-аккреции:

$$\tau_{\text{acc}}^{(\text{ml})} = \frac{P_{\text{s}}}{2\dot{P}_{\text{sd}}^{(\text{ml})}} = \frac{I (GM_{\text{ns}})^{1/2} r_{\text{ma}}^{3/2}}{2\mu_{\text{ns}}^2} \quad (87)$$

Подставляя соответствующие параметры 1E 1613, получаем:

$$\tau_{\text{acc}}^{(\text{ml})} \simeq 1880 \text{ лет} \times m^{8/13} I_{45} T_6^{3/13} \left( \frac{\dot{M}}{5 \times 10^{13} \text{ г/с}} \right)^{-6/13} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{-17/13} \quad (88)$$

Таким образом время эволюции нейтронной звезды на стадии аккретора в приближении ML-аккреции порядка возраста остатка вспышки RCW 103.

Стоит отметить, что в рамках предложенного нами сценария, в состояние аккретора пульсар 1E 1613 пришел еще на стадии существования МРДС (т.е. до второй вспышки сверхновой в системе). В этом случае в момент второй вспышки сверхновой нейтронная звезда была окружена Кеплеровым диском, образованным вследствие перетекания вещества в виде струи, через внутреннюю точку Лагранжа (L1) от заполнившего свою полость Роша массивного компаньона, находящегося в состоянии предсверхновой [128, 129]. На тот момент период осевого вращения 1E 1613 соответствовал равновесному периоду при аккреции из Кеплерова диска  $P_{\text{eq}}^{(\text{kd})}$  (см. уравнение (89)).

$$P_{\text{eq}}^{(\text{kd})} \simeq 4 \text{ c} \times m^{-5/7} \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{6/7} \left( \frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ г/с}} \right)^{-3/7} \quad (89)$$

Здесь темп аккреции  $\dot{M}$  нормирован в соответствии со средним темпом обмена массой между компонентами МРДС.

На заключительной стадии эволюции массивный компаньон в МРДС заканчивает свое существование коллапсом ядра, сопровождаемое вспышкой сверхновой. При этом образуется второй вырожденный объект в виде нейтронной звезды, либо черной дыры [25]. В зависимости от параметров взрыва сверхновой вспышка приводит либо к образованию тесной двойной системы вырожденных звезд, либо к распаду системы на две изолированные вырожденные звезды. Вероятность второго сценария при этом значительно выше [26].

Сброс оболочки в момент вспышки массивной компоненты МРДС приводит к образованию остатка вспышки сверхновой. При этом оба вырожденных объекта (старая нейтронная звезда и новый объект) оказываются погруженными в газовую туманность. Скорость расширения внешних слоев остатка вспышки сверхновой достигает 10000 км/с и при взаимодействии со старой

нейтронной звездой может привести к разрушению аккреционной структуры, образованной еще в эпоху существования МРДС [129]. Эта величина существенно превосходит максимальную возможную скорость собственного движения вырожденных звезд, набранную ими вследствие отдачи в течении взрыва. Скорость расширения внутренних слоев остатка вспышки, перешедших в стадию свободного расширения, существенно ниже 100 – 1000 км/с и масса этого вещества не превосходит  $10^{-3} M_{\odot}$  [130]. Вещество внутренних слоев, частично, может быть захвачено гравитационным полем старой нейтронной звезды с образованием остаточного диска, окружающего ее магнитосферу. Верхний предел массы вещества, захватываемой нейтронной звездой из расширяющейся газовой туманности за характерное время распада МРДС составляет [129]:

$$M_{\text{cap}} \simeq 10^{-5} M_{\odot} \times m^2 a_{13}^{-2} \left( \frac{M_0}{10^{-3} M_{\odot}} \right) \left( \frac{v_{\text{rel}}}{100 \text{ км/с}} \right)^{-4} \quad (90)$$

Здесь  $a_{13} = a/10^{13}$  см - исходное расстояние между компонентами МРДС,  $v_8 = v_{\text{rel}}/10^8$  см/с - относительная скорость нейтронной звезды,  $v_{\text{kick}}$  - скорость внутренних слоев расширяющейся оболочки.

Минимальная масса вещества, необходимого для поддержания процесса аккреции в 1E 1613 со средним темпом  $5 \times 10^{13}$  г/с в течение 2000 лет составляет:

$$M_{\text{acc}} = \dot{M} \tau \simeq 2 \times 10^{-9} M_{\odot} \times \left( \frac{\dot{M}}{5 \times 10^{13} \text{ г/с}} \right) \left( \frac{\tau}{2000 \text{ лет}} \right) \quad (91)$$

Приведенные оценки в (90 и 91) показывают, что захваченного нейтронной звездой вещества от внутренних слоев расширяющейся туманности вполне достаточно для поддержания процессов аккреции на протяжении 2000 лет в случае 1E 1613.

Масса вещества, образующего ML-диск, окружающий магнитосферу нейтронной звезды, оценивается выражением [24]:

$$M_d = 4\pi \int_{r_{\text{ma}}}^{r_{\text{ml}}} \rho(r) h_z(r) r dr \quad (92)$$

где  $\rho(r)$  и  $h_z(r)$  - плотность вещества в диске и его полутолщина (см. уравнения 32 и 33 в предыдущей главе). Подставляя соответствующие значения и интегрируя выражение (92) с учетом, что  $r_{\text{ml}} \gg r_{\text{ma}}$ , получаем оценку массы МЛ-диска:

$$M_d \simeq 10^{-8} M_{\odot} \times \alpha_{0.1}^{-7/3} \beta_0^{-11/12} m^{25/52} \left( \frac{\dot{M}}{5 \times 10^{13} \text{ Г/с}} \right)^{99/104} \times \\ \times \left( \frac{\mu_{\text{ns}}}{10^{30} \text{ Гс см}^3} \right)^{5/13} \left( \frac{c_{\text{s0}}^{(\text{sn})}}{100 \text{ км/с}} \right)^{11/6} \left( \frac{v_{\text{rel}}}{100 \text{ км/с}} \right)^{-55/12} \quad (93)$$

Здесь  $c_{\text{s0}}^{(\text{sn})}$  - скорость звука в расширяющейся газовой туманности, нормированная в соответствии с температурой  $10^6$  К, эжектируемого в результате взрыва сверхновой вещества [130]. Таким образом, масса образованного вокруг старой нейтронной звезды остаточного магнито-левитационного диска  $M_d$  не превосходит верхний предел массы захваченного ею вещества от внутренних слоев расширяющейся газовой туманности  $M_{\text{сар}}$ .

Анализируя уравнения (90, 91) и зависимость  $M_d = M_d(v_{\text{rel}})$ , представленную на рисунке 10 можно сделать вывод, что образование массивного остаточного диска может происходить лишь путем захвата внутренних относительно медленных слоев расширяющейся газовой туманности (остатка вспышки). При таких условиях, масса остаточного магнито-левитационного диска, окружающего изолированный рентгеновский пульсар 1E 1613, оказывается достаточной для поддержания процессов аккреции со средним темпом  $5 \times 10^{13}$  г/с в течение более 2000 лет.

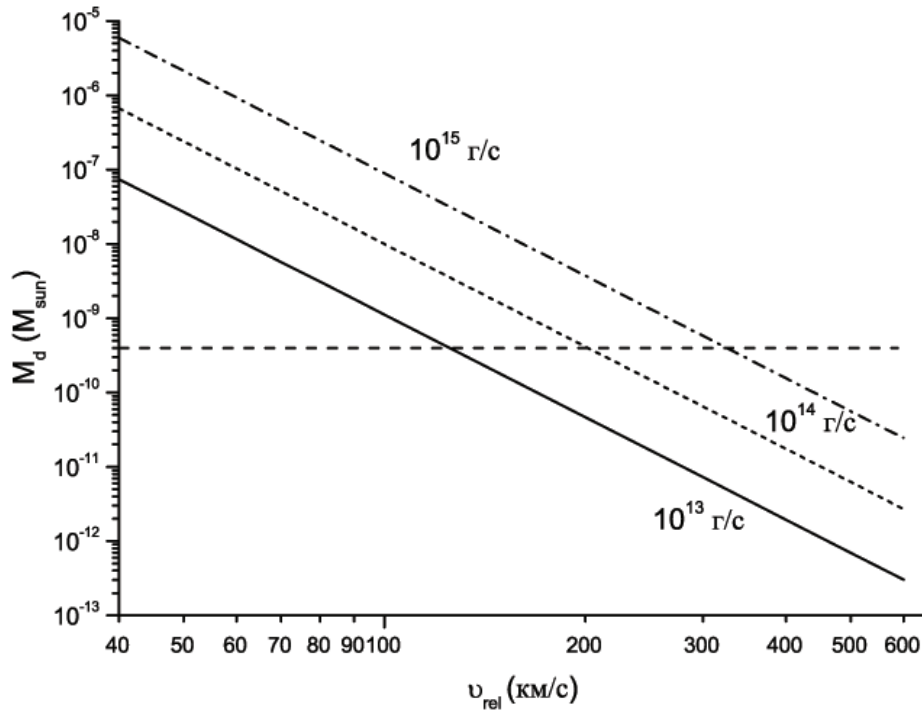


Рис. 10: Зависимость массы остаточного ML-диска от относительной скорости нейтронной звезды  $v_{\text{rel}}$ , захватывающей вещество из расширяющейся газовой туманности (остатка вспышки), для разных значений темпа аккреции. Горизонтальная линия показывает массу остаточного диска  $3 \times 10^{-9} M_{\odot}$ , необходимую для поддержания процесса аккреции в изолированном пульсаре 1E 1613 со средним темпом  $5 \times 10^{13}$  г/с в течение 2000 лет.

### Выводы Главы 3

Главными выводами третьей главы являются:

- Наблюдаемые параметры рентгеновского излучения 1E 161348-5055 можно объяснить в рамках обобщенного сценария аккреции предполагая, что эта нейтронная звезда вращается с равновесным периодом и аккрецирует вещество на свою поверхность из остаточного ML-диска. Параметры нейтронной звезды (масса, радиус и величина магнитного поля) в рамках такого сценария соответствуют каноническим значениям, принятым для нейтронных звезд.

- Происхождение изолированного рентгеновского пульсара 1E 1613 можно объяснить в рамках канонического сценария эволюции массивной рентгеновской двойной системы без привлечения гипотезы о сверхсильных магнитных полях на поверхности нейтронной звезды. Вышеописанная модель согласуется с современными представлениями относительно малой величины исходного периода вращения нейтронных звезд. Возраст нейтронной звезды, проявляющей себя в настоящую эпоху как изолированный рентгеновский пульсар, сопоставим с временем жизни массивной рентгеновской двойной системы, оцениваемый уравнением (83) и составляет несколько миллионов лет. Время существования этой звезды в состоянии изолированного рентгеновского пульсара, однако, существенно меньше. Оно соответствует времени, прошедшему с распада массивной рентгеновской двойной системы.
- Остаточный диск, окружающий магнитосферу нейтронной звезды в настоящую эпоху, мог быть сформирован в течение времени ее эволюции в составе массивной рентгеновской двойной системы или после распада системы в процессе захвата вещества старой нейтронной звездой из оболочки, сброшенной ее массивным компонентом в процессе вспышки сверхновой.



## Заключение

По результатам проделанной работы, изложенной в тексте диссертации сформулированы следующие выводы:

- Ротационная эволюция нейтронных звезд существенным образом зависит от замагниченности газовой среды в которую они погружены. Учет магнитного поля в захватываемом нейтронной звездой ветре ее массивного компаньона позволяет значительно дополнить и объединить существующие аккреционные приближения в обобщенный сценарий ветровой аккреции. Процесс ветровой аккреции в МРДС, в зависимости от параметров захватываемого нейтронной звездой на радиусе Бонди звездного ветра, может рассматриваться в трех приближениях: квазисферическая аккреция (QSp), аккреция из Кеплерова диска (Kd) и магнито-левитационная аккреция (ML). В рамках приближения ML-аккреции процесс обмена угловым моментом между аккреционным потоком и нейтронной звездой оказывается более эффективным в сравнении с немагнитными приближениями. Это позволяет преодолеть трудности в интерпретации "дефицита" крутящего момента, возникающего при попытках интерпретации наблюдаемой ротационной эволюции пульсаров в рамках немагнитных сценариев.
- Квазистационарные пульсары в массивных двойных системах, отличающиеся слабой переменностью рентгеновского блеска, при определенных условиях могут выступать в качестве естественного прибора для исследования параметров звездного ветра массивных компонентов МРДС. На примере рентгеновского пульсара ОАО 1657-415 нами продемонстрирован результат "зондирования" нейтронной звездой ветра ее массивного компаньона. В результате проведенного анализа получено допустимое значение магнитного поля  $15 \text{ мГс} \leq B_{f0} \leq 70 \text{ мГс}$ . Данный метод может быть использован для

оценки магнитного поля массивной звезды даже в том случае, если поле на ее поверхности существенно меньше 10 Гс.

- На примере изолированного рентгеновского пульсара 1E 161348-5055 с аномально долгим (6.7 часа) периодом показано, что объекты такого рода могут образовываться в процессе распада МРДС в момент коллапса ядра массивного компонента, сопровождаемого вспышкой сверхновой. Долгопериодическим пульсаром в этом случае может стать старая нейтронная звезда аккрецирующая вещество из остаточного диска, который сформировался в процессе захвата вещества нейтронной звездой, сброшенного в процессе взрыва ее массивного компаньона.

## Список сокращений и условных обозначений

XDINs	X-ray Dim Isolated Neutron Stars (Пульсары из семейства "Великолепная семерка")
АПИ (АХР)	Аномальный рентгеновский пульсар (Anomalous X-ray pulsar)
МГР (SGR)	Источник повторяющихся мягких гамма-всплесков (Soft gamma-repeater)
ССО	Compact central object (Комактный центральный объект)
НЗ	Нейтронная звезда
LMXB	Low-mass X-ray binary (Маломассивная двойная рентгеновская система)
HXMB	High-mass X-ray binary (Массивная двойная рентгеновская система)
КСРП	Квазистационарный рентгеновский пульсар (Persistent pulsar)
T	Транзиентный пульсар
ML	Магнито-левитационная аккреция
QSp	Квазисферическая аккреция
Kd	Аккреция из Кеплерова диска
MJD	Модифицированная юлианская дата (Modified Julian Date)
sd	spin-down (замедление)
su	spin-up (раскрутка)

## Список литературы

- [1] Зельдович Я.Б., Шакура Н.И. Рентгеновское излучение при аккреции газа на нейтронную звезду // Астрон. Журн. - 1969. - **Т.46.** - Стр.225-236.
- [2] Бисноватый-Коган Г.С., Фридман А.М. О механизме рентгеновского излучения нейтронной звезды // Астрон. Журн. - 1969. - **Т.46.** - с.721-724.
- [3] Шварцман В.Ф. Гало вокруг черных дыр // Астрон. Журн. - **Т.48.** - 479.
- [4] Bisnovatyi-Kogan G.S., Ruzmaikin A.A. The Accretion of Matter by a Collapsing Star in the Presence of a Magnetic Field // Astrophys. and Space Sci. - 1974. - **Vol.28.** - P.45-59.
- [5] Bisnovatyi-Kogan G.S., Ruzmaikin A.A. The Accretion of Matter by a Collapsing Star in the Presence of a Magnetic Field. II: Self-consistent Stationary Picture // Astrophys. and Space Sci. - 1976. - **Vol.42.** - P.375-399.
- [6] Жилкин А.Г., Бисикало Д.В. Формирование аккреционных дисков в тесных двойных системах с магнитным полем // Астрон. журн. - 2010. - **Т.87.** - С.1155-1169.
- [7] Dudorov A.E., Khaibrakhmanov S.A. Fossil magnetic field of accretion disks of young stars // Astrophys. Space Sci. - 2014. - **Vol.352.** - P.103-121.
- [8] Ikhsanov N.R., Finger M.H. Signs of Magnetic Accretion in the X-Ray Pulsar Binary GX 301-2 // Astrophys. J. - 2012. - **Vol.753.** - P.1-8.
- [9] Davidson K., Ostriker J.P. Neutron-Star Accretion in a Stellar Wind: Model for a Pulsed X-Ray Source // Astrophys. J. - 1973. - **Vol.179.** - P.585-598.
- [10] Arons J., Lea S.M. Accretion onto magnetized neutron stars - Normal mode analysis of the interchange instability at the magnetopause // Astrophys. J. - 1976. - **Vol.207.** - P.914-936.

- [11] Шакура Н.И. Дискковая модель аккреции газа релятивистской звездой в тесной двойной системе // *Астрон. Журн.* - 1972. - **Т.49.** - Стр.921-929
- [12] Pringle J.E., Rees M.J. Accretion Disc Models for Compact X-Ray Sources // *Astron. and Astrophys.* - 1972. - **Vol.21.** - P.1-9.
- [13] Lynden-Bell D., Pringle J.E. The evolution of viscous discs and the origin of the nebular variables // *Monthly. Not. Roy. Astron. Soc.* - 1974. - **Vol.168.** - P. 603-637.
- [14] Слезкин Н.А. *Динамика вязкой жидкости.* - М.: ГИТТЛ, 1955.
- [15] Липунов В.М. *Астрофизика нейтронных звезд.* - М.: Наука, 1987.
- [16] Ихсанов Н.Р., Лих Ю.С., Бескровная Н.Г. Об эволюции периодов долго-периодических рентгеновских пульсаров // *Астрон. Журн.* - 2014. - **91.** - С.449-459.
- [17] Barnstedt J., Staubert R., Santangelo A. et.al. INTEGRAL observations of the variability of OAO 1657-415 // *Astron. and Astrophys.* -2008. - **Vol.486.** - P.293–302.
- [18] Jenke P.A., Finger M.H., Wilson-Hodge C.A., Camero-Arranz A. Orbital Decay and Evidence of Disk Formation in the X-Ray Binary Pulsar OAO 1657-415 // *Astrophys. J.* - 2012. - **Vol.759.** - P.124-131.
- [19] Kim, V.Y., Ikhsanov N.R. What can we learn about the stellar wind of massive stars from studying spin evolution of the X-ray pulsar OAO1657-415 // *Journal of phys.: Conf. Ser.* - 2017. - **Vol.929.** - P.1-7.
- [20] Kim, V.Y., Ikhsanov N.R. Magnetization of stellar wind in the HMXB OAO1657-415 // *ASP Conf. Ser.* -2017. - **Vol.510.** - P.468-470.
- [21] Tuohy I., Garmire G. Discovery of a compact X-ray source at the center of the supernova remnant RCW 103 // *Astrophys. J.* - 1980. - **Vol.239.** - L107-L110.

- [22] Caswell J.L., Murray J.D., Roger R.S., Cole D.J., Cooke D.J. Neutral hydrogen absorption measurements yielding kinematic distances for 42 continuum sources in the galactic plane // *Astron. and Astrophys.* - 1975. - **Vol.45.** - P.239-258.
- [23] Ikhsanov N.R., Kim, V.Y., Beskrovnaya N.G., Pustil'nik L.A. A new look at the origin of the 6.67 hr period X-ray pulsar 1E 161348-5055 // *Astroph. and Space Sci.* - 2013. - **Vol.346.** - P.105-109.
- [24] Ихсанов Н.Р., Ким В.Ю., Бескровная Н.Г. Происхождение изолированных пульсаров с аномально долгим периодом // *Астрон. Журн.* - 2015. - **Т.92.** С.29-37.
- [25] Бисноватый-Коган Г.С., Моисеенко С.Г., Арделян Н.В. Магниторотационный механизм взрыва сверхновых с коллапсирующим ядром // *Ядерная физика.* - 2018. - **Т.81.** - С.257-269.
- [26] Popov S.B., Prokhorov M.E. Progenitors with enhanced rotation and the origin of magnetars // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2006. - **Vol.367.** - P.732-736.
- [27] Bildsten L., Chakrabarty D., Chiu J., Finger M., Koh D. Observations of Accreting Pulsars // *Astrophys. Journ.* - 1997. - **Vol.113.** - P.367-408.
- [28] Warner B. *Cataclysmic Variable Stars.* - Cambridge Academ, 2003.
- [29] *Физика космоса. Маленькая энциклопедия.* - М.:Советская энциклопедия, 1986.
- [30] Жилкин А.Г., Бисикало Д.В., Боярчук А.А. Структура течения в тесных двойных звёздах с учётом магнитного поля // *УФН.* - 2012. -**Т.182.** - Стр.121-145.
- [31] Ихсанов Н.Р., Бескровная Н.Г. AE Водолея как представитель нового класса взрывных переменных // *Астрон. журн.* - 2012. - **Т.89.** - Стр. 659-673.

- [32] Buckley D.A.H., Meintjes P.J., Potter S.B., Marsh T.R., Gansicke B.T. Polarimetric evidence of a white dwarf pulsar in the binary system AR Scorpii // *Nature Astronomy*. - 2017. - **Vol.1**. - P.1-8.
- [33] Beskrovnaya N.G., Ikhsanov N.R. AR Scorpii: a New White Dwarf in the Ejector State // *Astronomical Society of the Pacific*. - 2017. - **Vol.510**. - P.439-443.
- [34] Becker W., Treumper J. The X-ray luminosity of rotation-powered neutron stars // *Astron. and Astrophys.* - 1997. - **Vol.326**. - P.682-691.
- [35] Малов И.Ф. *Радиопульсары*. - М.: Наука, 2004.
- [36] Shibata S., Watanabe E., Yatsu Y., Enoto T., Bamba A. X-ray and rotational luminosity correlation and magnetic heating of radio pulsars // *Astrophys. J.* - 2016. - **Vol.833**. - P.1-14.
- [37] Mereghetti S. The strongest cosmic magnets: soft gamma-ray repeaters and anomalous X-ray pulsars // *The Astronomy and Astrophysics Review*. - 2008. - **Vol.15**. - P.225-287.
- [38] Бисноватый-Коган Г.С., Ихсанов Н.Р. Новый взгляд на аномальные рентгеновские пульсары // *Астрон. журн.* - 2014. - **Т.91**. - 275-286.
- [39] McGill AXP, SGR catalogue  
<http://www.physics.mcgill.ca/pulsar/magnetar/main.html>
- [40] de Luca A. Central Compact Objects in Supernova Remnants // *AIP Conference Proceedings*. - 2008. - **Vol.983**. - P.311-319.
- [41] Gotthelf E.V., Halpern J.P., Alford J. The Spin-down of PSR J0821-4300 and PSR J1210-5226: Confirmation of Central Compact Objects as Anti-magnetars // *Astrophys. Journ.* - 2013. - **Vol.765**. - P.1-16.

- [42] Treves A., Turolla R., Zane S., Colpi M. Isolated Neutron Stars: Accretors and Coolers // The Publications of the Astronomical Society of the Pacific. - 2000. - **Vol.769**. - P.297-314.
- [43] Tauris T.M., Kramer M., Freire P.C.C., Wex N. Formation of Double Neutron Star Systems // Astrophys. Journ. - 2017. - **Vol.846**. - P.1-58.
- [44] Egron E., Pellizzoni A., Pollock A., Iacolina M.N., Ikhsanov N.R., Possenti A., Marongiu M. Long-term Study of the Double Pulsar J0737-3039 with XMM-Newton: Spectral Analysis // Astrophys. Journ. - 2017. - **Vol.838**. - P.1-8.
- [45] Backer D.C. The Neutron Star–Helium White Dwarf Population in the Galactic Disk // Astrophys. Journ. - 1998. - **Vol.493**. - P. 873–878
- [46] Liu Q.Z., van Paradijs J., van den Heuvel E.P.J. A catalogue of low-mass X-ray binaries // Astron. and Astrophys. - 2007. - **Vol.469**. - P.807–810.
- [47] Zhang Z., Gilfanov M., Bogdan A. Dependence of the low-mass X-ray binary population on stellar age // Astron. and Astrophys. - 2012. - **Vol.546**. - P.36-48.
- [48] Haberl F., Sturm R. High-mass X-ray binaries in the Small Magellanic Cloud // Astron. and Astrophys. - 2016. - **Vol.586**. - A.81. -P.1-19.
- [49] Grebenev S.A., Lutovinov A.A., Tsygankov S.S., Mereminskiy I.A. Deep hard X-ray survey of the Large Magellanic Cloud // Mon. Not. R. Astron. Soc. - 2013. - **Vol.428**. - P.50-57.
- [50] Liu Q.Z., van Paradijs J., van den Heuvel E.P.J. Catalogue of high-mass X-ray binaries in the Galaxy (4th edition) // Astron. and Astrophys. - 2006. - **Vol.455**. - P.1165 - 1168.
- [51] Черепашук А.М. // Тесные двойные звезды. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. - **T.2**.



- [52] Silaj J., Jones C.E., Sigut T.A.A., Tycner C. The Ha Profiles of Be Shell Stars // *Astrophys. Journ.* - 2014. - **Vol.795**. - Issue 1. - article id. 82, P.1-12
- [53] Chakrabarty D., Wang Z., Juett A.M., Lee J.C., Roche P. The X-Ray Position and Infrared Counterpart of the Eclipsing X-Ray Pulsar OAO 1657-415 // *Astrophys. J.* - 2002. - **Vol.573**. - P.789-793.
- [54] Coleiro A., Chaty S. Distribution of High-mass X-Ray Binaries in the Milky Way // *Astrophys. Journ.* - 2013. - **Vol.764**. - P.1-14.
- [55] Esposito P., Israel G.L., Belfiore A., Novara G., Sidoli L., Rodriguez Castillo G.A., De Luca A., et.al EXTraS discovery of an 1.2-s X-ray pulsar in M 31 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* - 2016. - **Vol.457**. - L5-L9.
- [56] Trudolyubov S.P. XMM–Newton discovery of transient 285.4 s X-ray pulsar XMMU J013359.5 + 303634 in M33 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* - 2013. - **Vol.435**. - P.3326–3332.
- [57] Reig P., Roche P. Discovery of two new persistent Be/X-ray pulsar systems // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* - 1999. - **Vol.306**. - P.100-106.
- [58] Finger M.H., Bildsten L., Chakrabarty D., Prince T.A., Scott D.M., Wilson C.A., Wilson R.B., Zhang S.N. The Outbursts and Orbit of the Accreting Pulsar GS 1843-02 = 2S 1845-024 // *Astrophys. Journ.* - 1999. - **Vol.517**. - P.449-459.
- [59] Esposito P., Israel G.L., Sidoli L., Mason E., Rodriguez G.A., Halpern J.P., Moretti A., Gotz D. Discovery of 47-s pulsations in the X-ray source 1RXS J225352.8 + 624354 // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - 2013. - **Vol.433**. - P.2028–2035.
- [60] Lyubimkov L.S., Rostopchin S.I., Roche P., Tarasov A.E. Fundamental parameters, helium abundance and distance of X Persei // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 1997. - **Vol.286**. - P.549-557.

- [61] Negueruela I. On the nature of Be/X-ray binaries // *Astron. and Astrophys.* - 1998. - **Vol.338**. - P.505–510.
- [62] Coburn W., Heindl W.A., Rothschild R.E., Gruber D.E., Kreykenbohm I., Wilms J., Kretschmar P., Staubert R. Magnetic Fields of Accreting X-Ray Pulsars with the Rossi X-Ray Timing Explorer // *Astrophys. J.* - 2002. - **Vol.580**. - P.394-412
- [63] La Palombara N., Sidoli L., Esposito P., Tiengo A., Mereghetti S. XMM-Newton observation of the persistent Be/NS X-ray binary pulsar RX J1037.5-5647 in a low luminosity state // *Astron. and Astrophys.* - 2009. - **Vol.505**. - P.947–954.
- [64] Bonning E.W., Falanga M. INTEGRAL high energy observations of 2S 0114+65 // *Astron. and Astrophys.* - 2005. - **Vol.436**. - L31–L34.
- [65] Fermi GBM Accreting Pulsar Histories.  
<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/cenx3.fits.gz>
- [66] Fermi GBM Accreting Pulsar Histories.  
<http://gammaray.msfc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/oao1657.fits.gz>.
- [67] Fermi GBM Accreting Pulsar Histories.  
<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/velax1.fits.gz>
- [68] Fermi GBM Accreting Pulsar Histories.  
<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/4u1538.fits.gz>
- [69] Fermi GBM Accreting Pulsar Histories.  
<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/gx301m2.html>
- [70] Finger M.H., Ikhsanov N.R., Wilson-Hodge C.A., Patel S.K. Spin-Down of the Long-Period Accreting Pulsar 4U 2206 + 54 // *Astrophys. J.* - 2010. - **Vol.709**. - P.1249–1256.

- [71] [ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/  
/compton/data/batse/pulsar/histories/data\\_base/a0535p26/](ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/compton/data/batse/pulsar/histories/data_base/a0535p26/)
- [72] Fermi GBM Accreting Pulsar Histories.  
<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/a0535.fits.gz>
- [73] Bondi H. On spherically symmetrical accretion // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc. - 1952. - **Vol.112**. - P.195-204.
- [74] Ихсанов Н.Р., Бескровная Н.Г. О механизме торможения рентгеновского пульсара 4U 2206 + 54 // Астрон. Журн. - 2013. - **Т.90**. - С.322-329.
- [75] Ruffert M. Non-axisymmetric wind-accretion simulations. II. Density gradients // Astron. and Astrophys. - 1999. - **Vol.346**. - P.861-877.
- [76] Шварцман В.Ф. Два поколения пульсаров // Радиофизика. - 1970. - **Т.13**. - Стр.1852-1867
- [77] Shakura N.I., Sunyaev R.A. Black holes in binary systems. Observational appearance // Astron. and Astrophys. - 1973. - **Vol.24**. - P.337-355.
- [78] Ikhsanov N.R. Signs of magnetic accretion in the young Be/X-ray pulsar SXP 1062 // Monthly. Not. Roy. Astron. Soc. - 2012. - **Vol.424**. L39-L43.
- [79] Elsner R.F., Lamb F.K. Accretion by magnetic neutron stars. I - Magnetospheric structure and stability // Astrophys. J. - 1977. - **Vol.215**. - P.897-913.
- [80] Paschmann G. Recent in-situ observations of magnetic reconnection in near-Earth space // Geophys. Res. Letters. - 2008. - **Vol.35**. - L19109.
- [81] Ikhsanov N.R. The origin of long-period X-ray pulsars // Monthly. Not. Roy. Astron. Soc. - 2007. - **Vol.375**. - P.698-704.
- [82] Ikhsanov N.R., Mereghetti S. On the magnetic fields of Be/X-ray pulsars in the Small Magellanic Cloud // Monthly. Not. Roy. Astron. Soc. - 2015. - **Vol.454**. - P.3760-3765.

- [83] Шакура Н.И. Долгопериодический пульсар 3U 0900-40, как нейтронная звезда с аномально сильным магнитным полем // Письма в Астрон.журн. - 1975. - **T.23**. - Стр.223-225.
- [84] Lipunov V.M. The universal diagram for magnetized neutron stars in the galaxy // *Astroph. and Space Sci.* - 1982. - **Vol.82**. - P.451-457.
- [85] Липунов В.М. и Н.И. Шакура, О природе двойных рентгеновских пульсаров // Письма в Астрон. Журн. - 1976. -**T.2**. - Стр.343-346.
- [86] Boerner G., Hayakawa S., Nagase F., Anzer U. Disk formation at the magnetosphere of wind-fed pulsars - Application to VELA X-1 // *Astronomy and Astrophysics*. - 1987. - **Vol.182**. - P.63-70.
- [87] Li X.-D., van den Heuvel E.P.J. Could 2S 0114+650 Be a Magnetar? // *Astrophys. J.* - 1999. - **Vol.513**. - L45-L48.
- [88] Waters L., Taylor A., van den Heuvel E., Habets G., Persi P. Evidence for low-velocity winds in Be/X-Ray binaries // *Astron. and Astrophys.* - 1988. - **Vol.198**. - P.200-210.
- [89] Delgado-Marti H., Levine A., Phalf E., Rappaport S. The orbit of X Persei and its neutron star companion // *Astrophys. J.* - 2001. - **Vol.546**. - P.455-468.
- [90] Oskinova L.M., Feldmeier A., Kretschmar P. Clumped stellar winds in supergiant high-mass X-ray binaries: X-ray variability and photoionization // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* - 2012. - **421**. - P.2820–2831.
- [91] Wade G.A. and the MiMeS Collaboration Review: Magnetic Fields of O-Type Stars // *ASP Conference Series*. - 2015. **Vol.494**. - P.30-50.
- [92] Kudritzki R., Puls J. Winds from hot stars // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* - 2000. - **Vol.38**. - P.613-666.

- [93] Nagase F. Accretion-powered X-ray pulsars // Astronomical Society of Japan, Publications. - 1989. - **Vol.41**. - P.1-79.
- [94] CGRO/BATSE data [ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/compton/data/batse/pulsar/histories/oao1657-415\\_8369\\_10302.fits.gz](ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/compton/data/batse/pulsar/histories/oao1657-415_8369_10302.fits.gz). - 2009.
- [95] Li K.J., Zhang J., Feng W. Periodicity for 50 years of daily solar wind velocity // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. - 2017. - **Vol.472**. - P.289-294.
- [96] Chakrabarty D., Grunsfeld J.M., Prince T.A. et.al. Discovery of the Orbit of the X-ray pulsar OAO 1657-415 // Astrophys. J. - 1993. - **Vol.403**. - L33-L37.
- [97] Orlandini M., dal Fiume D., del Sordo S., Frontera F., Parmar A.N., Santangelo A., Segreto A. The broad-band spectrum of OAO1657-415 with it BeppoSAX: in search of cyclotron lines // Astron. and Astrophys. - 1999. - **Vol.349**. - L9–L12.
- [98] Polidan R.S., Sanford P.W., White N.E., Pollard G.S.G., Locke M.C., Peters G.J., Dobias J. V861 Scorpii = OAO 1653-40 // IAU Circ. - 1978. - **№3234**. - 1.
- [99] White N.E., Pravdo S.H. The discovery of 38.22 second X-ray pulsations from the vicinity of OAO 1653-40 // Astrophys. J. - 1979. - **Vol.233**. - L121-L124.
- [100] Inam S., Baykal A. X-ray flux and pulse frequency changes of three high mass X-ray binary pulsars: Vela X-1, GX 301-2 and OAO 1657-415 // Astron. and Astrophys. - 2000. - **Vol.353**. - P.617–623.
- [101] Pradhan P., Maitra C., Paul B., Islam N., Paul B.C. Variations in the pulsation and spectral characteristics of OAO 1657-415 // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. - 2014. - **Vol.442**, P.2691–2700.
- [102] Illarionov A.F., Sunyaev R.A. Why the Number of Galactic X-ray Stars Is so Small? // Astron. and Astrophys. - 1975. - **Vol.39**. P.185-196.

- [103] Babcock H.W. A Catalog of Magnetic Stars // *Astrophys. J.* - 1958. - **Vol.3**. - P.141-210.
- [104] Henrichs H.F., Schnerr R.S., ten Kulve E. Observed magnetism in massive stars // *ASP Conference Series.* - 2005. - **Vol.337**. - P.114-125.
- [105] Mullan D.J., MacDonald J. Dynamo-generated magnetic fields at the surface of a massive star // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2005. - **Vol.356**. - P.1139-1148.
- [106] Романюк И.И. Магнитные поля химически пекулярных и родственных им звезд. 2. Основные результаты 2015 г. и анализ ближайших перспектив // *Астрофизический бюллетень.* - 2016. - **Vol.71**. - С.340-357.
- [107] Babcock H.W. Zeeman Effect in Stellar Spectra // *Astrophys. J.* - 1947. - **Vol.105**. - P.105-119.
- [108] Babcock H.W. A Catalog of Magnetic Stars // *Astrophys. J.* - 1958. - **Vol.3**. - P.141-210.
- [109] Пикельнер С.Б., Хохлова В.Л. Магнитные звезды // *УФН.* -1972. - **Vol.107**. - С.389-404.
- [110] Романюк И.И., Кудрявцев Д.О., Семенко Е.А. Магнитные поля химически пекулярных звезд. II: Магнитные поля и вращение звезд с сильными и слабыми аномалиями в распределении энергии в континууме // *Астрофизический бюллетень.* - 2009. - **Vol.64**. - С.247-271.
- [111] Carter L.M., Dickel J.R., Bomans D.J., Expansion of the Supernova Remnant RCW 103 // *Publ. Astron. Soc. Pacific.* - 1997. - **Vol.109**. - P.990-997.
- [112] Marsden D., Lingenfelter R.E., Rothschild R.E., Higdon J.C. Nature versus Nurture: The Origin of Soft Gamma-Ray Repeaters and Anomalous X-Ray Pulsars // *Astrophys. J.* - 2001. - **Vol.550**. - P.397-409.

- [113] Gotthelf E.V., Petre R., Hwang U. The Nature of the Radio-quiet Compact X-Ray Source in Supernova Remnant RCW 103 // *Astrophys. J.* - 1997. - **Vol.487**. - L175-L179.
- [114] Gotthelf E.V., Petre R., Vasisht G. X-Ray Variability from the Compact Source in the Supernova Remnant RCW 103 // *Astrophys. J.* - 1999. - **Vol.514**. - L107-L110.
- [115] de Luca A., Caraveo P.A., Mereghetti S., Tiengo A., Bignami G.F. A Long-Period, Violently Variable X-ray Source in a Young Supernova Remnant // *Science*. - 2006. - **Vol.313**. - P.814-817.
- [116] Esposito P., Turolla R., de Luca A., Israel G.L., Possenti A., Burrows D.N. Swift monitoring of the central X-ray source in RCW 103 // *Monthly. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2011. - **Vol.418**. - P.170-175.
- [117] Pavlov G.G., Sanwal D., Teter M.A. Central Compact Objects in Supernova Remnants // *Young Neutron Stars and Their Environments, IAU Symposium*. - 2004. - **Vol.218**. - P.239.
- [118] Eggleton P.P. Approximations to the radii of Roche lobes // *Astrophys. J.* - 1983. - **Vol.268**. - P.368-369.
- [119] Li X.D. The Nature of the Compact X-Ray Source in Supernova Remnant RCW 103 // *Astrophys. J.* - 2007. - **Vol.666**. - L81-L84.
- [120] Pizzolato F., Colpi M., de Luca A., Mereghetti S., Tiengo A. 1E 161348-5055 in the Supernova Remnant RCW 103: A Magnetar in a Young Low-Mass Binary System? // *Astrophys. J.* - 2008. - **Vol.681**. - P.530-542.
- [121] Bhadkamkar H., Ghosh P. Young pre-low-mass X-ray binaries in the propeller phase. Nature of the 6.7-h periodic X-ray source 1E 161348-5055 in RCW 103 // *Astron. and Astrophys.* - 2009. - **Vol. 506**. - P.1297-1307 (2009).

- [122] Масевич А.Г., Тутуков А.В. *Эволюция звезд: теория и наблюдения* - М.: Наука, 1988, - 280.
- [123] Spitkovsky A. Time-dependent Force-free Pulsar Magnetospheres: Axisymmetric and Oblique Rotators // *Astrophys. J.* - 2006. - **Vol.648**. - L51-L54.
- [124] Narayan R. The birthrate and initial spin period of single radio pulsars // *Astrophys. J.* - 1987. - **Vol.319**. - P.162-179.
- [125] Postnov K.A., Yungelson L.R. The Evolution of Compact Binary Star Systems // *Living Rev. in Relativity*. - 2014. - **Vol.17**. - P.1-166.
- [126] Bhattacharya D., van den Heuvel E.P.J. Formation and evolution of binary and millisecond radio pulsars // *Physics Reports*. - 1991. - **Vol.203**. - P.1-124.
- [127] Davies R.E., Pringle J.E. Spindown of neutron stars in close binary systems. II // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 1981. - **Vol.196**. - P.209-224.
- [128] Urpin V., Konenkov D., Geppert U. Evolution of neutron stars in high-mass X-ray binaries // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 1998. - **Vol.299**. - P.73-77.
- [129] Бисноватый-Коган Г.С., Ихсанов Н.Р. О кластеризации периодов аномальных рентгеновских пульсаров // *Астрон. Журн.* - 2015. - **Т.92**. - С.462-469.
- [130] Имшенник В.С., Надёжин Д.К. Сверхновая 1987А в Большом Магеллановом Облаке: наблюдения и теория // *УФН*. - 1988. - **Т.156**. - С.653-682.
- [131] Kaaret P., Piraino S., Halpern J., Eracleous M. Discovery of a Hard X-Ray Source, SAX J0635 + 0533, in the Error Box of the Gamma-Ray Source 2EG 0635 + 0521 // *Astrophys. J.* - 1999. - **Vol.523**. - P.197-202.
- [132] Cusumano G., Maccarone M.C., Nicastro L., Sacco B., Kaaret P., Detection of 33.8 Millisecond X-Ray Pulsations in SAX J0635 + 0533 // *Astrophys. J.* - 2000. - **Vol.528**. - L25-L28.



- [133] Kaaret P., Cusumano G., Sacco B. X-Ray Timing of the 34 Millisecond Binary Pulsar SAX *J0635 + 0533* // *Astrophys. J.* - 2000. - **Vol.542**. - L41-L43.
- [134] Mereghetti S., La Palombara N. A low luminosity state in the massive X-ray binary SAX *J0635 + 0533* // *Astron. and Astrophys.* - 2009. - **Vol.504**. - P.181-184.
- [135] Catalogue of Galactic high-mass X-ray binaries. - <http://cdsarc.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+AS/147/25.html>. - 2001
- [136] Johnston S., Manchester R.N., Lyne A.G. et.al. PSR 1259-63 - A binary radio pulsar with a Be star companion // *Astrophys. J.* - 1992. - **Vol.387**. - L37-L41.
- [137] Johnston S., Manchester R.N., Lyne A.G. et.al. Radio and Optical Observations of the PSR B1259-63 / SS 2883 Be-Star Binary System // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - 1994. - **Vol.268**. - P.430-436.
- [138] King A., Cominsky L. X-ray emission of the pulsar-Be star binary PSR 1259-63 // *Astrophys. J.* - 1994. - **Vol.435**. - P.411-415.
- [139] Negueruela I., Ribro M., Herrero A., Lorenzo J., Khangulyan D., Aharonian F.A. Astrophysical Parameters of LS 2883 and Implications for the PSR B1259-63 Gamma-ray Binary // *Astrophys. J.* - 2011. - **Vol.732**. - L11-L16.
- [140] Galloway D.K., Wang Z., Morgan E.H. Discovery of Pulsations in the X-Ray Transient 4U 1901 + 03 *Astrophys. J.* - 2005. - **Vol.635**. - P.1217–1223.
- [141] Johnston M., Bradt H., Doxsey R., Gursky H., Schwartz D., Schwarz J. Position and pulse profile of the X-ray transient 4U 0115 + 63 // *Astrophys. J.* - 1978. - **Vol.223**. - L71-L73.
- [142] Li J., Wang W., Zhao Y. Cyclotron resonance energies and orbital elements of accretion pulsar 4U 0115+63 during the giant outburst in 2008 // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - 2012. - **Vol.423**. - P.2854–2867.

- [143] Болдин П.А., Цыганков С.С., Лутовинов А.А. О ВРЕМЕННЫХ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЛЬСАРА 4U 0115 + 63: ЭВОЛЮЦИЯ ПЕРИОДА ПУЛЬСАЦИЙ И ЭНЕРГИЯ ЦИКЛОТРОННОЙ ЛИНИИ // Письма в астрофиз. журн. - 2013. - **Vol.39**. - 423–437.
- [144] Campana S., Gastaldello F., Stella L., Israel G.L., Colpi M., Pizzolato F., Orlandini M., Dal Fiume D. The Transient X-Ray Pulsar 4U 0115+63 from Quiescence to Outburst through the Centrifugal Transition // *Astrophys. J.* - 2001. - **Vol.561**. - P.924-929.
- [145] Nagase F., Dotani T., Tanaka Y. et.al. Cyclotron line features in the spectrum of the transient X-ray pulsar X0115 + 634 // *Astrophys. J.* - 1991. - **Vol.561**. - L49-L52.
- [146] Negueruela I., Okazaki A.T. The Be/X-ray transient 4U 0115 + 63/V635 Cassiopeiae. I. A consistent model // *Astron. and Astrophys.* - 2001. - **Vol.69**. - P.108-116.
- [147] Stella L., White N.E., Davelaar J., Parmar A.N., Blissett R.J., van der Klis M. The discovery of 4.4 second X-ray pulsations from the rapidly variable X-ray transient V0332 + 53288 // *Astrophys. J.* - 1985. - **Vol.288**. - L45-L49.
- [148] Zhang S., Qu J., Song L., Torres D.F. Recovery of the Orbital Parameters and Pulse Evolution of V0332 + 53 during a Huge Outburst // *Astrophys. J.* - 2005. - **Vol.630**. - L65–L68 (2005).
- [149] Negueruela I., Roche P., Fabregat J., Coe M.J. The Be/X-ray transient V0332 + 53: evidence for a tilt between the orbit and the equatorial plane? // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - 1999. - **Vol.307**. - P.695-702.

- [150] Makishima K., Mihara T., Ishida M. et.al. Discovery of a prominent cyclotron absorption feature from the transient X-ray pulsar X0331 + 53 // *Astrophys. J.* - 1990. - **Vol.365**. - L59-L62.
- [151] Tsygankov S.S., Lutovinov A.A., Churazov E.M., Sunyaev R.A. V0332 + 53 in the outburst of 2004-2005: luminosity dependence of the cyclotron line and pulse profile // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - 2006. - **Vol.371**. - P.19–28.
- [152] Scott D.M., Finger M.H., Wilson R.B., Koh D.T., Prince T.A., Vaughan B.A., Chakrabarty D. Discovery and Orbital Determination of the Transient X-Ray Pulsar GRO J1750-27 // *Astrophys. J.* - 1997. - **Vol.488**. - P.831-835.
- [153] Shaw S.E., Hill A.B., Kuulkers E., Brandt S., Chenevez J., Kretschmar P. The accretion powered spin-up of GRO J1750-27 // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - 2009. - **Vol.393**. - P.419–428.
- [154] Bamba A., Yokogawa J., Ueno M., Koyama K., Yamauchi S. Discovery of a Transient X-Ray Pulsar, AX J1841.0-0536, in the Scutum Arm Region with ASCA // *Publ. Astron. Soc. Japan.* - 2001. - **Vol.53**. - P.1179-1183.
- [155] Nespoli E., Fabregat J., Mennickent R.E. Unveiling the nature of six HMXBs through IR spectroscopy // *Astron. and Astrophys.* - 2008. - **Vol.486**. - P.911–917.
- [156] Schreier E., Levinson R., Gursky H., Kellogg E., Tananbaum H., Giacconi R. Evidence for the Binary Nature of Centaurus X-3 from UHURU X-Ray Observations // *Astrophys. J.* - 1972. - **Vol.172**. - L79-L89.
- [157] Tsunemi H., Kitamoto S., Tamura K. Long-Term Behavior of Centaurus X-3 Observed with the All Sky Monitor on Board GINGA // *Astrophys. J.* - 1996. - **Vol.456**. - P.316-319.

- [158] Nelson R.W, Bildsten L., Chakrabarty et.al. On the Dramatic Spin-up/Spin-down Torque Reversals in Accreting Pulsars // *Astrophys. J.* - 1997. - **Vol.488**. - L117-L120.
- [159] Nagase F., Corbet R.H.D., Day C.S.R., Inoue H., Takeshima T., Yoshida K., Mihara T. GINGA observations of Centaurus X-3 // *Astrophys. J.* - 1992. - **Vol.396**. - P.147-160.
- [160] Suchy S., Pottschmidt K., Wilms J. et.al. Pulse Phase-Resolved Analysis of the High-Mass X-Ray Binary Centaurus X-3 over Two Binary Orbits // *Astrophys. J.* - 2008. - **Vol.675**. - P.1487-1498.
- [161] Santangelo A., del Sordo S., Segreto A., dal Fiume D., Orlandini M., Piraino S. BeppoSAX detection of a Cyclotron Feature in the spectrum of Cen X-3 // *Astron. and Astrophys.* - 1998. - **Vol.340**. - L55–L59.
- [162] Thompson T.W.J., Rothschild R.E. The X-Ray Halo of Cen X-3 // *Astrophys. J.* - 2009. - **Vol.691**. - P.1744–1753.
- [163] Hutchings J.B., Cowley A.P., Crampton D., van Paradijs J., White N.E. Centaurus X-3 // *Astrophys. J.* - 1979. - **Vol.229**. - P.1079-1084.
- [164] CGRO/BATSE data <ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/compton/data/batse/pulsar>
- [165] Pahari M., Pal S. RXTE observation of recent flaring activity from the transient X-ray pulsar 2S 1553-542 // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* -2012. - **Vol.423**. - P.3352-3359.
- [166] Romano P., Bozzo E., Mangano V. et.al. Giant outburst from the supergiant fast X-ray transient IGR J17544-2619: accretion from a transient disc? // *Astron. and Astrophys.* - 2015. - **Vol.576**. - L4-L8.

- [167] Clark D.J., Hill A.B., Bird A.J., McBride V.A., Scaringi S., Dean A.J. Discovery of the orbital period in the supergiant fast X-ray transient IGR J17544-2619 // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. - 2009. - **Vol.399**. - L113–L117.
- [168] Bhalerao V., Romano P., Tomsick J. et.al. NuSTAR detection of a cyclotron line in the supergiant fast X-ray transient IGR J17544-2619 // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. - 2015. - **Vol.447**. - P.2274-2281.
- [169] Belloni T., Hasinger G., Pietsch W., Mereghetti S., Bignami G.F., Caraveo P. ROSAT and Optical Observations of Two X-Ray Transients - MX 0836-42 and GS 0834-430 // Astron. and Astrophys. - 1993. - **Vol.271**. - P.487-491.
- [170] Wilson C.A., Finger M.H., Harmon B.A., Scott D.M., Wilson R.B., Bildsten L., Chakrabarty D., Prince T.A. A Sequence of Outbursts from the Transient X-Ray Pulsar GS 0834-430 // Astrophys. J. - 1997. - **Vol.479**. P.388-397.
- [171] Israel G.L., Covino S., Campana S. et.al., The discovery of the optical/IR counterpart of the 12-s transient X-ray pulsar GS 0834-43 // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. - 2000. - **Vol.314**. - P.87-91.
- [172] Rodriguez J., Tomsick J.A., Bodaghee A., Zurita Heras J.-A., Chaty S., Paizis A., Corbel S. The nature of the X-ray binary IGR J19294 + 1816 from INTEGRAL, RXTE, and Swift observations // Astron. and Astrophys. - 2009. - **Vol.508**. - P.889–894.
- [173] Corbet R.H.D., Krimm H.A. A 117-day Period in IGR J19294+1816 // ATel. - (2009). - #**2008**.
- [174] Markwardt C.B., Swank J.H. RXTE PCA observations of SWIFT J1626.6-5156 // ATel. - 2005. - #**679**.
- [175] Baykal A., Gogus E., Inam S.C., Belloni T. The Orbital Period of Swift J1626.6-5156 // Astrophys. J. - 2010. - **Vol.711**. - P.1306–1309.

- [176] DeCesar M.E., Boyd P.T., Pottschmidt K., Wilms J., Suchy S., Miller M.C.  
The Be/X-Ray Binary Swift J1626.6-5156 as a Variable Cyclotron Line Source  
// *Astrophys. J.* - 2013. - **Vol.762.** - P.61-71.
- [177] Reig P., Nespoli E., Fabregat J., Mennickent R.E. Multi-frequency observations  
of Swift J1626.6-5156 // *Astron. and Astrophys.* - 2011. - **Vol.533.** - P.23-31.
- [178] Smith D.A., Takeshima T. XTE J1946+274 Transient 15.8-s Pulsar (= 3A  
1942 + 274 ?) // *ATel.* - 1998. - #36.
- [179] Muller S., Kuhnelt M., Caballero I. et.al. The reawakening of the sleeping X-  
ray pulsar XTE J1946 + 274 // *Astron. and Astrophys.* - 2012. - **Vol.546.** -  
P.125-133.
- [180] Wilson C.A., Finger M.H., Coe M.J., Negueruela I. XTE J1946 + 274 = GRO  
J1944+26: An Enigmatic Be/X-Ray Binary // *Astrophys. J.* - 2003. - **Vol.584.**  
- P.996–1007.
- [181] Kelley R.L., Doxsey R.E., Jernigan J.G., Rappaport S., Apparao K.M. V.,  
Narayan S. Discovery of X-ray pulsations from 2S 1417-624 // *Astrophys. J.* -  
1981. - **Vol.243.** - P.251-256.
- [182] Finger M.H., Wilson R.B., Chakrabarty D. Reappearance of the X-ray binary  
pulsar 2S 1417-624 // *Astron. and Astrophys. Supp.* - 1996. - **Vol.120.** - P.209-  
212.
- [183] Inam S.C., Baykal A., Scott D.M., Finger M., Swank J. X-ray flux related  
timing and spectral features of 2S 1417-62 // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*  
- 2004. - **Vol.349.** - P.173–180.
- [184] Swank J., Morgan E. *KS1947 + 300 = GRO J1948 + 32* // *IAU Circ.* - 2000.  
- **Nº 7531.** - P.4.

- [185] Galloway D.K., Morgan E.H., Levine A.M. A Frequency Glitch in an Accreting Pulsar // *Astrophys. J.* - 2004. - **Vol.613**. - P.1164–1172.
- [186] Furst F., Pottschmidt K., Wilms J. et.al. NuSTAR Discovery of a Cyclotron Line in KS 1947 + 300 // *Astrophys. J.* - 2014. - **Vol.784**. - L40-L45.
- [187] Negueruela I., Israel G.L., Marco A., Norton A.J., Speziali R. The Be/X-ray transient KS 1947 + 300 // *Astron. and Astrophys.* - 2003. - **Vol.397**. - P.739–745.
- [188] Fermi GBM Accreting Pulsar Histories.  
<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/ks1947.fits.gz>
- [189] Sguera V., Hill A.B., Bird A.J. et.al. IGR J18483-0311: an accreting X-ray pulsar observed by INTEGRAL // *Astron. and Astrophys.* - 2007. - **Vol.467**. - P.249–257.
- [190] Rahoui F., Chaty S. IGR J18483-0311: a new intermediate supergiant fast X-ray transient // *Astron. and Astrophys.* - 2008. - **Vol.492**. - P.163–166.
- [191] in't Zand J.J.M., Corbet R.H.D., Marshall F.E. Discovery of a 75 Day Orbit in XTE J1543-568 // *Astrophys. J.* - 2001. - **Vol.553**. - L165–L168.
- [192] Piraino S., Santangelo A., Segreto A. et.al. BeppoSAX observation of the transient X-ray pulsar GS 1843 + 00 // *Astron. and Astrophys.* - 2000. - **Vol.357**. - P.501–506.
- [193] Zhang S.N., Harmon B.A., Paciesas W.S. et.al. Periodic transient hard X-ray emission from GRO 1849-03 // *Astron. and Astrophys. Supp.* - 1996. - **Vol.120**. - P.227-230.
- [194] Corbet R.H.D., Peele A.G. The Orbital Period of the Be/Neutron Star Binary RX J0812.4-3114 // *Astrophys. J.* - 2000. - **Vol.530**. - L33–L35.

- [195] Motch C., Haberl F., Dennerl K., Pakull M., Janot-Pacheco E. New massive X-ray binary candidates from the ROSAT Galactic Plane Survey. I. Results from a cross-correlation with OB star catalogues. // *Astron. and Astrophys.* - 1997. - **Vol.323**. - P.853–875.
- [196] Falanga M., Bozzo E., Lutovinov A., Bonnet-Bidaud J.M., Fetisova Y., Puls J. Ephemeris, orbital decay, and masses of ten eclipsing high-mass X-ray binaries // *Astron. and Astrophys.* - 2015. - **Vol.577**. - P.1-16.
- [197] Naik S., Maitra C., Jaisawal G.K., Paul B. Timing and Spectral Properties of Be/X-Ray Pulsar EXO 2030 + 375 during a Type I Outburst // *Astrophys. J.* - 2013. - **Vol.764**. - P.158-166.
- [198] Wilson C.A., Finger M.H., Camero-Arranz A. Outbursts Large and Small from EXO 2030 + 375 // *Astrophys. J.* - 2008. - **Vol.678**. - P.1263-1272.
- [199] Reig P., Coe M.J. X-ray spectral properties of the pulsar EXO 2030 + 375 during an outburst // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - 1999. - **Vol.302**. - P.700-706.
- [200] Reig P., Blinov D., Papadakis I., Kylafis N., Tassis K. The high optical polarization in the Be/X-ray binary EXO 2030 + 375 // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - **Vol.445**. - P.4235–4240.
- [201] Esposito P., Israel G.L., Sidoli L., Mason E., Rodriguez G.A., Halpern J.P., Moretti A., Gotz D. Discovery of 47-s pulsations in the X-ray source 1RXS J225352.8 + 624354 // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - 2013. - **Vol.433**. - P.2028–2035.
- [202] Markwardt C.B., Baumgartner W.H., Skinner G.K., Corbet R.H.D. AX J1700.2-4220 is a 54 second X-ray pulsar // *A.Tel.* - 2010. - #2564.



- [203] Corbet R.H.D., Krimm H.A., Skinner G.K. A 44 Day Period in AX J1700.2-4220 from Swift/BAT Observations // A.Tel. - **‡2559**.
- [204] Negueruela I., Schurch M.P.E. A search for counterparts to massive X-ray binaries using photometric catalogues // Astron. and Astrophys. - 2007. - **Vol.461**. - P.631–639.
- [205] Koyama K., Kawada M., Tawara Y. et.al. A new X-ray pulsar GS 2138 + 56 (Cepheus X-4) // Astrophys. J. - 1991. - **Vol.366**. - L19-L22.
- [206] Colleen W.A., Finger M.H., Matthew S.D. Recent Outbursts from the Transient X-Ray Pulsar Cepheus X-4 (GS 2138+56) // Astrophys. J. - **Vol.511**. - P.367-373.
- [207] McBride V.A., Wilms J., Kreykenbohm I., Coe M.J., Rothschild R.E., Kretschmar P., Pottschmidt K., Fisher J., Hamson T. On the cyclotron line in Cepheus X-4 // Astron. and Astrophys. - 2007. - **Vol.470**. - P.1065–1070.
- [208] Mihara T., Makishima K., Kamijo S., Ohashi T., Nagase F., Tanaka Y., Koyama K. Discovery of a cyclotron resonance feature at 30 keV from the transient X-ray pulsar Cepheus X-4 // Astrophys. J. - 1991. - **Vol.379**. - L61-L64.
- [209] Bonnet-Bidaud J.M., Mouchet M. The identification of the transient X-ray pulsar Cepheus X-4 with a Be/X-ray binary // Astron. and Astrophys. - 1998. - **Vol.332**. - L9–L12.
- [210] Fermi GBM Accreting Pulsar Histories.  
<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/cepx4.fits.gz>
- [211] Petre R., Gehrels N. A ROSAT observation of the transient X-ray pulsar GRO J1008-57 // Astron. and Astrophys. - 1994. - **Vol.282**. - L33-L36.

- [212] Wang W. Temporal variations and spectral properties of the Be/X-ray pulsar GRO J1008—57 studied by INTEGRAL // *Research in Astronomy and Astrophysics* - 2014. - **Vol.14**. - P.565-580.
- [213] Kuhnelt M., Müller S., Kreykenbohm I. et.al. GRO J1008-57: an (almost) predictable transient X-ray binary // *Astron. and Astrophys.* - 2013. - **Vol.555**. - P.1-15.
- [214] Coe M.J., Roche P., Everall C. et.al. Discovery of the Optical Counterpart to the CGRO Transient GRO J1008-57 // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - 1994. - **Vol.270**. - L57-L62.
- [215] Yamamoto T., Mihara T., Sugizaki M., et.al. Polarization-entangled W state using parametric down-conversion // *Physical Review A*. - 2014. - **Vol.66**. - P.59.
- [216] Riquelme M.S., Torrejon J.M., Negueruela I. Circumstellar emission in Be/X-ray binaries of the Magellanic Clouds and the Milky Way // *Astron. and Astrophys.* - 2012. - **Vol.539**. - P.114-126.
- [217] Fermi GBM Accreting Pulsar Histories.  
<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/groj1008.fits.gz>
- [218] Makino F., GINGA Team. GS 1843-024 // *IAU Circ.* - 1988. - **№4661**.
- [219] Corbet R.H.D., Peele A.G. RXTE Observations of the Be Star X-Ray Transient X0726-260 (4U 0728-25): Orbital and Pulse Periods // *Astrophys. J.* - 1997. - **Vol.489**. - L83–L86.
- [220] Negueruela I., Roche P., Buckley D.A.H., Chakrabarty D., Coe M.J., Fabregat J., Reig P. Optical and infrared observations of the suspected Be/X-ray transient 4U 0728-25 // *Astron. and Astrophys.* - 1996. - **Vol.315**. - P.160-165.

- [221] Polcaro V.F., Bazzano A., La Padula C., Ubertini P., Manchanda R.K. Low state hard X-ray emission from A0535 + 26 // *Astron. and Astrophys.* - 1983. - **Vol.127.** - P.333-336.
- [222] Priedhorsky W.C., Terrell J. 111-day periodicity of X-ray transient A0535 + 26 (reply) // *Nature.* - **Vol.307.** - P.390.
- [223] Coe M.J., Carstairs I.R., Court A.J. et.al. High-energy X-ray observations of A0535 + 26 // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* - 1990. - **Vol.243.** - P.475-479.
- [224] Camero-Arranz A., Finger M.H., Wilson-Hodge C.A. et.al. X-Ray and Optical Observations of A 0535 + 26 // *Astrophys. J.* - 2012. - **Vol.754.** - P.20-35.
- [225] Priedhorsky W.C., Terrell J. 111-day periodicity of X-ray transient A0535 + 26 // *Nature.* -1983. - **Vol.303.** - P.681-683.
- [226] Kendziorra E., Kretschmar P., Pan H.C. et.al. Evidence for cyclotron line features in high energy spectra of A 0535 + 26 during the March/April 1989 outburst // *Astron. and Astrophys.* - 1994. - **Vol.291.** - L31-L34.
- [227] Giangrande A., Giovannelli F., Bartolini C., Guarnieri A., Piccioni A. Optical spectra of HDE 245770 = A 0535 + 26 // *Astron. and Astrophys.* - 1980. - **Vol.40.** - P.289-294.
- [228] Doroshenko V., Santangelo A., Doroshenko R., Caballero I., Tsygankov S., Rothschild R. XMM-Newton observations of 1A 0535 + 262 in quiescence // *Astron. and Astrophys.* - 2014. - **Vol.561.** - P.1-7
- [229] Augello G., Iaria R., Robba N.R., Di Salvo T., Burderi L., Lavagetto G., Stella L. BeppoSAX Serendipitous Discovery of the X-Ray Pulsar SAX J1802.7-2017 // *Astrophys. J.* - 2003. - **Vol.596.** - L63-L66.

- [230] Torrejon J.M., Negueruela I., Smith D.M., Harrison T.E. Near-infrared survey of high mass X-ray binary candidates // *Astron. and Astrophys.* - 2010. - **Vol.510.** - P.61-70.
- [231] Kinugasa K., Torii K., Hashimoto Y. et.al. Discovery of the Faint X-Ray Pulsar AX J1820.5-1434 with ASCA // *Astrophys. J.* - 1998. - **Vol.495.** - P.435-439.
- [232] Segreto A., La Parola V., Cusumano G., D’Ai A., Masetti N., Campana S. The 54-day orbital period of AX J1820.5-1434 unveiled by Swift // *Astron. and Astrophys.* - 2013. - **Vol.558.** - P.99-103.
- [233] Morgan E., Remillard R., Swank J. XTEJ0658-073 (=MX0656-072) is a Pulsar // *A.Tel.* - 2003. - #**199.**
- [234] McBride V.A., Wilms J., Coe M.J. et.al. Study of the cyclotron feature in MXB 0656-072 // *Astron. and Astrophys.* - 2006. - **Vol.451.** - P.267–272.
- [235] Yan J., Heras J.A.Z., Chaty S., Li H., Liu Q. Multi-wavelength Study of the Be/X-Ray Binary MXB 0656-072 // *Astrophys. J.* - 2012. - **Vol.753.** - P.73-83.
- [236] Nespoli E., Reig P., Zezas A. New insights into the Be/X-ray binary system MXB 0656-072 // *Astron. and Astrophys.* - 2012. - **Vol.547.** - P.103-110.
- [237] Torrejon J.M., Negueruela I. The Optical Counterpart to IGR J11435-6109 // *The Obscured Universe. Proceedings of the VI INTEGRAL Workshop.* - 2007. - P.503.
- [238] Corbet R.H.D., Remillard R. The Orbital Period of IGR J11435-6109 // *A.Tel.* - 2005. - # **377** .
- [239] Angelini L., Church M.J., Parmar A.N., Balucinska-Church M., Mineo T. Discovery of a new 170 S X-ray pulsar 1SAX J1324.4-6200 // *Astron. and Astrophys.* -1998. - **Vol.339.** - L41–L44.

- [240] Kaur R., Wijnands R., Patruno A. et.al. Chandra and XMM-Newton observations of the low-luminosity X-ray pulsators SAX J1324.4-6200 and SAX J1452.8-5949 // Monthly Not. Roy. Astron. Soc. -2009. - **Vol.394**. - P.1597–1604.
- [241] Swank J.H., Smith D.M., Markwardt C.B. RXTE PCA Pointed Observations of IGR J11215-5952 // A.Tel. - 2007. - #999.
- [242] Romano P., Sidoli L., Cusumano G., Vercellone S., Mangano V., Krimm H.A. Disentangling the System Geometry of the Supergiant Fast X-Ray Transient IGR J11215-5952 with Swift // Astrophys. J. - 2009. - **Vol.696**. - P.2068–2074.
- [243] Romano P., Sidoli L., Mangano V., Mereghetti S., Cusumano G. Swift/XRT observes the fifth outburst of the periodic supergiant fast X-ray transient IGR J11215-5952 // Astron. and Astrophys. - 2007. - **Vol.469**. - L5–L8.
- [244] Lorenzo J., Negueruela I., Castro N., Norton A.J., Vilardell F., Herrero A. Astrophysical parameters of the peculiar X-ray transient IGR J11215-5952 // Astron. and Astrophys. - 2014. - **Vol.562**. - P.18-27.
- [245] Dower R.G., Bradt H.V., Doxsey R.E. et.al. Positions of galactic X-ray sources - At longitudes /I-II/ of 55-320 deg // Nature. - 1978. - **Vol.273**. - P.364-367.
- [246] Reig P., Roche P. Discovery of two new persistent Be/X-ray pulsar systems // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. - 1999. - **Vol.306**. - P.100-106.
- [247] La Palombara N., Sidoli L., Esposito P., Tiengo A., Mereghetti S. XMM-Newton observation of the persistent Be/NS X-ray binary pulsar RX J0440.9+4431 // Astron. and Astrophys. - 2012. - **Vol.539**. - P.82-88.
- [248] Tsygankov S.S., Krivonos R.A., Lutovinov A.A. Broad-band observations of the Be/X-ray binary pulsar RX J0440.9 + 4431: discovery of a cyclotron absorption line // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. - 2012. - **Vol.421**. - P.2407–2413.

- [249] Reig P., Negueruela I., Fabregat J., Chato R., Coe M.J. Long-term optical/IR variability of the Be/X-ray binary LS V +4417/RX J0440.9 + 4431 // *Astron. and Astrophys.* - 2005. - **Vol.440.** - P.1079–1086.
- [250] Дорошенко В.А., Дорошенко Р.Ф., Постнов К.А., Черепашук А.М., Цыганков С.С. ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ X1845–024 И ХТЕ J1858 + 034 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ С ПОМОЩЬЮ ОБСЕРВАТОРИИ ИНТЕГРАЛ // *Астрон. журн.* - 2008. - **85.** - с.163–177.
- [251] Lutovinov A., Revnivtsev M., Gilfanov M., Shtykovskiy P., Molkov S., Sunyaev R. INTEGRAL insight into the inner parts of the Galaxy. High mass X-ray binaries // *Astron. and Astrophys.* - **Vol.444.** - P.821–829.
- [252] La Parola V., Cusumano G., Romano P., Segreto A., Vercellone S., Chincarini G. Detection of an orbital period in the supergiant high-mass X-ray binary IGR J16465-4507 with Swift-BAT // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2010. - **Vol.405.** - L66–L70.
- [253] McClintock J.E., Nugent J.J., Li F.K., Rappaport S.A. Discovery of a 272 second periodic variation in the X-ray source GX 304-1 // *Astrophys. J.* - 1977. - **Vol.216.** - L15-L18.
- [254] Postnov K.A., Mironov A.I., Lutovinov A.A., Shakura N.I., Kochetkova A.Yu., Tsygankov S.S. Spin-up/spin-down of neutron star in Be-X-ray binary system GX 304-1 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2015. - **Vol.446.** - P.1013–1019.
- [255] Priedhorsky W.C., Terrell J. Long-term X-ray observations of CEN X-3, GX 301-2 (4U 1223-62), GX 304-1 (4U 1258-61) and 4U 1145-61 // *Astrophys. J.* - 1983. - **Vol.273.** - P.709-715.
- [256] Devasia J., James M., Paul B., Indulekha K. Timing and spectral studies of the transient X-ray pulsar GX 304-1 during an outburst // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2011. - **Vol.417.** - P.348–358.

- [257] Yamamoto T., Sugizaki M., Mihara T. et.al. Discovery of a Cyclotron Resonance Feature in the X-Ray Spectrum of GX 304-1 with RXTE and Suzaku during Outbursts Detected by MAXI in 2010 // Publications of the Astronomical Society of Japan. - 2011. - **Vol.63**. - P.751-757.
- [258] Parkes G E., Murdin P.G., Mason K.O. The shell spectrum of the optical counterpart of GX 304-1 /4U 1258-61/ // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. - 1980. - **Vol.190**. - P.537-542.
- [259] McClintock J., Joss P.C., Rappaport S. An X-ray determination of the orbital elements of 3U 0900-40 // Proceedings of a Symposium held at NASA's Goddard Space Flight Center. - 1976. - P.661-667.
- [260] Nagase F., Hayakawa S., Kunieda H. et.al. Secular variation and short-term fluctuations of the pulse period of VELA X-1 // Astrophys. J. - 1984. - **Vol.280**. - P.259-268.
- [261] Quaintrell H., Norton A.J., Ash T.D.C. et.al. The mass of the neutron star in Vela X-1 and tidally induced non-radial oscillations in GP Vel // Astron. and Astrophys. - 2003. - **Vol.401**. - P.313-323.
- [262] Nagase F., Hayakawa S., Sato N., Masai K., Inoue H. Circumstellar matter in the VELA X-1/HD 77581 system // Astronomical Society of Japan, Publications. - 1986. - **Vol.38**. - P.547-569
- [263] Furst F., Pottschmidt K., Wilms J. et.al. NuSTAR Discovery of a Luminosity Dependent Cyclotron Line Energy in Vela X-1 // Astrophys. J. - 2014. - **Vol.780**. - P.1-12.
- [264] Sadakane K., Hirata R., Jugaku J., Kondo Y., Matsuoka M., Tanaka Y., Hammerschlag-Hensberge G. Ultraviolet spectroscopic observations of HD 77581 (Vela X-1 = 4U 0900-40) // Astrophys. J. - 1985. - **Vol.288**. - P.284-291.

- [265] Brucato R.J., Kristian J. Optical Candidates for Two X-Ray Sources // *Astrophys. J.* - 1972. - **Vol.173.** - L105-L109.
- [266] Hutchings J.B., Crampton D., Cowley A.P. The X-ray pulsars 2S 1145-619 and 1E 1145.1-6141 - Optical identifications and a nearby supernova remnant // *Astronomical Journal.* - 1981. - **Vol.86.** - P.871-874.
- [267] Ferrigno C., Segreto A., Mineo T., Santangelo A., Staubert R. INTEGRAL observation of the accreting pulsar 1E1145.1-6141 // *Astron. and Astrophys.* - 2008. - **Vol.479.** - P.533–539.
- [268] Ray P.S., Chakrabarty D. The Orbit of the High-Mass X-Ray Binary Pulsar 1E 1145.1-6141 // *Astrophys. J.* - 2002. - **Vol.581.** - P.1293–1296.
- [269] Densham R.H., Charles P.A. Optical photometry and spectroscopy of the X-ray pulsar 1E 1145.1-6141 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 1982. - **Vol.201.** - P.171-178.
- [270] Reig P., Zezas A. Discovery of X-ray pulsations in the Be/X-ray binary IGR *J21343 + 4738* // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2014. - **Vol.442.** - P.472–478.
- [271] in't Zand J.J.M., Kuiper L., den Hartog P.R., Hermsen W., Corbet R.H.D. A probable accretion-powered X-ray pulsar in IGR *J00370 + 6122* // *Astron. and Astrophys.* - 2007. - **Vol.469.** - P.1063–1068.
- [272] Reig P., Negueruela I., Papamastorakis G., Manousakis A., Kougentakis T. Identification of the optical counterparts of high-mass X-ray binaries through optical photometry and spectroscopy // *Astron. and Astrophys.* - 2005. - **Vol.440.** - P.637–646.
- [273] Hulleman F., in't Zand J.J.M., Heise J. Discovery of the transient X-ray pulsar SAX *J2103.5 + 4545* // *Astron. and Astrophys.* - 1998. - **Vol.337.** - L25–L28.



- [274] Camero A., Zurita C., Gutierrez-Soto J., Ozbey Arabaci M. et.al. Recent activity of the Be/X-ray binary system SAX *J2103.5 + 4545* // *Astron. and Astrophys.* - 2014. - **Vol.568**. - P.115-125.
- [275] Baykal A., Stark M.J., Swank J.H. X-Ray Spectra and Pulse Frequency Changes in SAX *J2103.5+4545* // *Astrophys. J.* - 2002. - **Vol.569**. - P.903–910.
- [276] Reig P., Slowikowska A., Zezas A., Blay P.P. Correlated optical/X-ray variability in the high-mass X-ray binary SAX *J2103.5 + 4545* // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2010. - **Vol.401**. - P.55–66.
- [277] Reig P., Negueruela I., Fabregat J., Chato R., Blay P., Mavromatakis F. Discovery of the optical counterpart to the X-ray pulsar SAX *J2103.5 + 4545* // *Astron. and Astrophys.* - 2004. - **Vol.421**. - P.673–680.
- [278] Corbet R.H.D., Marshall F.E., Peele A.G., Takeshima T. Rossi X-Ray Timing Explorer Observations of the X-Ray Pulsar XTE J1855-026: A Possible New Supergiant System // *Astrophys. J.* - 1999. - **Vol.517**. - P.956-963.
- [279] Corbet R.H.D., Mukai K. The Orbit and Position of the X-Ray Pulsar XTE J1855-026: an Eclipsing Supergiant System // *Astrophys. J.* - 2002. - **Vol.577**. - P.923–928.
- [280] Ives J.C., Sanford P.W., Bell Burnell S.J. Observations of a transient X-ray source with regular periodicity of 6.75 min // *Nature*. - 1975. - **Vol.254**. - P.578-580.
- [281] Doroshenko V., Suchy S., Santangelo A. et.al. RXTE observations of the 1A 1118-61 in an outburst, and the discovery of a cyclotron line // *Astron. and Astrophys.* - 2010. - **Vol.515**. - L1-L4.

- [282] Motch C., Pakull M.W., Janot-Pacheco E., Mouchet M. Coordinated X-ray and optical observations of the pulsating X-ray transient A 1118-61 // *Astron. and Astrophys.* - 1988. - **Vol.201.** - P.63-71.
- [283] Devasia J., James M., Paul B., Indulekha K. RXTE-PCA observations of 1A 1118-61: timing and spectral studies during an outburst // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2011. - **Vol.414.** - P.1023–1031.
- [284] Staubert R., Pottschmidt K., Doroshenko V., Wilms J., Suchy S., Rothschild R., Santangelo A. Finding a 24-day orbital period for the X-ray binary 1A 1118-616 // *Astron. and Astrophys.* - 2011. - **Vol.527.** - P.7-11.
- [285] Janot-Pacheco E., Ilovaisky S.A., Chevalier C. A photometric and spectroscopic study of He 3-640 /equals A1118-61/ // *Astron. and Astrophys.* - 1981. - **Vol.99.** - P.274-284.
- [286] Oosterbroek T., Orlandini M., Parmar A.N. et.al. Discovery of a faint 437 s X-ray pulsar 1SAX J1452.8-5949 // *Astron. and Astrophys.* - 1999. - **Vol.351.** L33–L36.
- [287] Makishima K., Kawai N., Koyama K., Shibazaki N., Nagase F., Nakagawa M. Discovery of a 437.5-s X-ray pulsation from 4U 1907 + 09 // *Astronomical Society of Japan, Publications.* - **Vol.36.** - P.679-689.
- [288] Baykal A., Inam C., Ali Alpar M., in't Zand J., Strohmayer T. The steady spin-down rate of 4U 1907 + 09 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2001. - **Vol.327.** - P.1269–1272.
- [289] Marshall N., Ricketts M.J. Determination of a binary period for the variable X-ray source A1907 + 09 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 1980. - **Vol.193.** - P.7-13.

- [290] Cox N.L.J., Kaper L., Makiem M.R. VLT/UVES spectroscopy of the O supergiant companion to 4U 1907 + 09(7) // *Astron. and Astrophys.* - 2005. - **Vol.436.** - P.661–669.
- [291] Sahiner S., Inam S.C., Baykal A. A comprehensive study of RXTE and INTEGRAL observations of the X-ray pulsar 4U 1907 + 09 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2012. - **Vol.421.** - P.2079–2087
- [292] Tawara Y., Yamauchi S., Awaki H., Kii T., Koyama K., Nagase F. Discovery of 413.9-second X-ray pulsation from X1722-36 // *Astronomical Society of Japan, Publications.* - 1989. - **Vol.41.** - P.473-481.
- [293] Thompson T.W.J., Tomsick J.A., int Zand J.J.M., Rothschild R.E., Walter R. The Orbit of the Eclipsing X-Ray Pulsar EXO 1722-363 // *Astrophys. J.* - **Vol.661.** - P.447-457.
- [294] Mason A.B., Norton A.J., Clark J.S., Negueruela I., Roche P. Preliminary determinations of the masses of the neutron star and mass donor in the high mass X-ray binary system EXO 1722-363 // *Astron. and Astrophys.* - 2010. - **Vol.509.** - P.79-82.
- [295] Kaur R., Paul B., Kumar B., Sagar R. Multiwavelength study of the transient X-ray binary IGR J01583 + 6713 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2008. - **Vol.386.** - P.2253–2261.
- [296] Wang W. Discovery of a magnetic neutron star in X-ray transient IGR J01583 + 6713 // *Astron. and Astrophys.* - 2010. - **Vol.516.** - P.15-20.
- [297] Camero-Arranz A., Finger M.H., Jenke P. Fermi/GBM detects pulsations of the transient source MAXI J1409-619 // *A.Tel.* - 2010. - # **3069.**

- [298] Orlandini M., Frontera F., Masetti N., Sguera V., Sidoli L. BeppoSAX Observations of the X-Ray Pulsar MAXI J1409-619 in Low State: Discovery of Cyclotron Resonance Features // *Astrophys. J.* - 2012. - **Vol.748.** - P.1-11.
- [299] Kaur R., Casella P., Linares M. et.al. Discovery of 0.19 Hz QPO in MAXI J1409-619 // *A.Tel.* - #**3082.**
- [300] Fermi GBM Accreting Pulsar Histories.  
<https://gammaray.nsstc.nasa.gov/gbm/science/pulsars/lightcurves/maxij1409.fits.gz>
- [301] Hemphill P.B., Rothschild R.E., Caballero I. et.al. Measurements of Cyclotron Features and Pulse Periods in the High-mass X-Ray Binaries 4U 1538-522 and 4U 1907 + 09 with the International Gamma-Ray Astrophysics // *Astrophys. J.* - 2013. - **Vol.777.** - P.1-12.
- [302] Makishima K., Koyama K., Hayakawa S., Nagase F. Spectra and pulse period of the binary X-ray pulsar 4U 1538-52 // *Astrophys. J.* - 1987. - **Vol.314.** -P.619-628.
- [303] Baykal A., Inam S.C., Beklen E. Recent timing studies on RXTE observations of 4U 1538-52 // *Astron. and Astrophys.* - 2006. - **Vol.453.** - P.1037–1040.
- [304] Becker R.H., Swank J.H., Boldt E.A., Holt S.S., Serlemitsos P.J., Pravdo S.H., Saba J.R. A1540-53, an eclipsing X-ray binary pulsator // *Astrophys. J.* - 1977. - **Vol.216.** - L11-L14.
- [305] Parkes G.E., Murdin P.G., Mason K.O. The optical counterpart of the binary X-ray pulsar 4U1538-52 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 1978. - **Vol.184.** - P.73-77.

- [306] Jaisawal G.K., Naik S., Paul B. Possible Detection of a Cyclotron Resonance Scattering Feature in the X-Ray Pulsar 4U 1909 + 07 // *Astrophys. J.* - 2013. - **Vol.779.** - P.1-7.
- [307] Wen L., Remillard R.A., Bradt H.V. X1908 + 075: An X-Ray Binary with a 4.4 Day Period // *Astrophys. J.* - 2000. - **Vol.532.** - P.1119-1123.
- [308] Morel T., Grosdidier Y. Near-infrared identification of the counterpart to X1908 + 075: a new OB-supergiant X-ray binary // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2005. - **Vol.356.** - P.665-670.
- [309] White N.E., Swank J.H., Holt S.S. Accretion powered X-ray pulsars // *Astrophys. J.* - 1983. - **Vol.270.** - P.711-734.
- [310] Koh K.D., Bildsten L., Chakrabarty D. et.al. Rapid Spin-Up Episodes in the Wind-fed Accreting Pulsar GX 301-2 // *Astrophys. J.* - 1997. - **Vol.479.** - P.933-947.
- [311] Doroshenko V., Santangelo A., Suleimanov V. et. al. Is there a highly magnetized neutron star in GX 301-2? // *Astron. and Astrophys.* - 2010. - **Vol.515.** - P.1-10.
- [312] Sato N., Nagase F., Kawai N., Kelley R.L., Rappaport S., White N.E. Orbital elements of the binary X-ray pulsar GX 301-2 // *Astrophys. J.* - 1986. - **Vol.304.** P.241-248.
- [313] Kaper L., Lamers H.J.G.L.M., Ruymaekers E., van den Heuvel E.P.J., Zuiderwijk E.J. Wray 977 (GX 301-2): a hypergiant with pulsar companion. // *Astron. and Astrophys.* - 1995. - **Vol.300.** - P.446-452.
- [314] Kreykenbohm I., Wilms J., Coburn W. et.al. The variable cyclotron line in GX 301-2 // *Astron. and Astrophys.* - 2004. - **Vol.427.** - P.975–986.

- [315] Chernyakova M., Lutovinov A., Rodriguez J., Revnivtsev M. Discovery and study of the accreting pulsar 2RXP J130159.6-635806 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2005. - **Vol.364**. - P.455-461.
- [316] Chernyakova M., Lutovinov A., Rodriguez J., Revnivtsev M. Discovery and study of the accreting pulsar 2RXP J130159.6-635806 // *Populations of High Energy Sources in Galaxies Proceedings of the 230th Symposium of IAU.* - 2006. - P.33-34.
- [317] Torii K., Sugizaki M., Kohmura T., Endo T., Nagase F. Discovery of 715 Second Pulsations from the Faint X-Ray Source AX J170006-4157 // *Astrophys. J.* - 1999. - **Vol.523**. - L65–L68.
- [318] Kaur R., Wijnands R., Paul B., Patruno A., Degenaar N. Near-infrared/optical identification of five low-luminosity X-ray pulsators // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2010. - **Vol.402**. - P.2388–2396.
- [319] Haberl F., Angelini L., Motch C., White N.E. X-ray observations of the slowest known Be/X-ray pulsars RX J0146.9 + 6121 and XPersei // *Astron. and Astrophys.* - 1998. - **Vol.330**. - P.189–194.
- [320] Delgado-Martí H., Levine A.M., Pfahl E., Rappaport S.A. The Orbit of X Persei and Its Neutron Star Companion // *Astrophys. J.* - 2001. - **Vol.546**. - P.455-468.
- [321] Lutovinov A., Tsygankov S., Chernyakova M. Strong outburst activity of the X-ray pulsar X Persei during 2001-2011 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2012. - **Vol.423**. - P.1978–1984.
- [322] Lyubimkov L.S., Rostopchin S.I., Roche P., Tarasov A.E. Fundamental parameters, helium abundance and distance of X Persei // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 1997. - **Vol.286**. - P.549-557.

- [323] Di Salvo T., Burderi L., Robba N.R., Guainazzi M. The Two-Component X-Ray Broadband Spectrum of X Persei Observed by BeppoSAX // *Astrophys. J.* - 1998. - **Vol.509.** - P.897-903.
- [324] Cusumano G., Segreto A., La Parola V., Masetti N., D’Ai A., Tagliaferri G. Finding a 61.0 d orbital period for the HMXB 4U 1036-56 with the Swift-BAT monitoring // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - **Vol.436.** - L74–L78.
- [325] Bodaghee A., Walter R., Zurita Heras J.A. et.al. IGR J16393-4643: a new heavily-obscured X-ray pulsar // *Astron. and Astrophys.* - 2006. - **Vol.447.** - P.1027–1034.
- [326] Thompson T.W.J., Tomsick J.A., Rothschild R.E., in’t Zand J.J.M., Walter R. Orbital Parameters for the X-Ray Pulsar IGR J16393-4643 // *Astrophys. J.* - 2006. - **Vol.649.** - P.373-381.
- [327] Bodaghee A., Tomsick J.A., Rodriguez J. XMM-Newton Observations of Five INTEGRAL Sources Located Towards the Scutum Arm // *Astrophys. J.* - 2012. - **Vol.753.** - P.1-11.
- [328] Sguera V., Drave S.P., Sidoli L., Masetti N., Landi R., Bird A.J., Bazzano A. X-ray, optical, and infrared investigation of the candidate supergiant fast X-ray transient IGR J18462 - 0223 // *Astron. and Astrophys.* - 2013. - **Vol.556.** - P.27-35.
- [329] Corbet R.H.D., Pearlman A.B., Pottschmidt K. Discovery of the Pulse Period of IGR J16493-4348 from RXTE PCA Observations // *A.Tel.* - 2010. - **#2766.**
- [330] Cusumano G., La Parola V., Romano P., Segreto A., Vercellone S., Chincarini G. The Swift-BAT hard X-ray sky monitoring unveils the orbital period of the HMXB IGR J16493-4348 // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2010. - **Vol.406.** - L16–L19.

- [331] Hill A.B., Dean A.J., Landi R., McBride V.A., de Rosa A., Bird A.J., Bazzano A., Sguera V. Probing the nature of IGR J16493-4348: spectral and temporal analysis of the 1-100 keV emission // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2008. - **Vol.385**. - P.423–429.
- [332] D’Ai A., Cusumano G., La Parola V., Segreto A., di Salvo T., Iaria R., Robba N.R. Evidence for a resonant cyclotron line in IGR J16493-4348 from the Swift-BAT hard X-ray survey // *Astron. and Astrophys.* - 2011. - **Vol.532**. - P.73-79.
- [333] Nespoli E., Fabregat J., Mennickent R.E. Unveiling the nature of IGR J16493-4348 with IR spectroscopy // *Astron. and Astrophys.* -2010. - **Vol.516**. - P.1-4.
- [334] L. Sidoli, S. Mereghetti, V. Sguera, F. Pizzolato, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 420, 554–561 (2012).
- [335] Corbet R., Barbier L., Barthelmy S. et.al. Swift/BAT and RXTE/ASM Discovery of the Orbital Period of IGR J16418-4532 // *A.Tel.* - 2006. - #779.
- [336] in’t Zand J.J.M., Swank J., Corbet R.H.D., Markwardt C.B. Discovery of a 1247 s pulsar in the Be X-ray binary SAX *J2239.3 + 6116* // *Astron. and Astrophys.* - 2001. - **Vol.380**. - L26–L29.
- [337] in’t Zand J.J.M., Halpern J., Eracleous M., McCollough M., Augusteijn T., Remillard R.A., Heise J. The transient X-ray source SAX *J2239.3 + 6116* and its optical counterpart // *Astron. and Astrophys.* - 2000. - **Vol.361**. - P.85–91.
- [338] Lutovinov A., Rodriguez J., Revnivtsev M., Shtykovskiy P. Discovery of X-ray pulsations from IGR J16320-4751 = AX J1631.9-4752 // *Astron. and Astrophys.* - 2005. - **Vol.433**. - L41–L44.
- [339] Rodriguez J., Tomsick J.A., Foschini L., Walter R., Goldwurm A., Corbel S., Kaaret P. An XMM-Newton observation of IGR J16320-4751 = AX J1631.9-4752 *Astron. and Astrophys.* - 2003. - **Vol.407**. - L41–L45.



- [340] La Palombara N., Mereghetti S. XMM-Newton observation of the Be/neutron star system RX *J0146.9+6121*: a soft X-ray excess in a low luminosity accreting pulsar // *Astron. and Astrophys.* - 2006. - **Vol.455**. - P.283–289.
- [341] Reig P., Fabregat J., Coe M.J., Roche P., Chakrabarty D., Negueruela I., Steele I. The Be/X-ray binary LS I +61 235/RX *J0146.9 + 6121*: physical parameters and V/R variability // *Astron. and Astrophys.* - 1997. - **Vol.322**. - P.183–192.
- [342] Sarty G.E., Kiss L.L., Huziak R. et.al. Periodicities in the high-mass X-ray binary system *RXJ0146.9 + 6121/LSI + 61235* // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* - 2009. - **Vol.392**. - P.1242–1252.
- [343] Finger M.H., Ikhsanov N.R., Wilson-Hodge C.A., Patel S.K. Spin-Down of the Long-Period Accreting Pulsar 4U 2206 + 54 // *Astrophys. J.* - 2010. - **Vol.709**. - P.1249–1256.
- [344] Corbet R.H.D., Markwardt C.B., Tueller J. Swift BAT and RXTE Observations of the Peculiar X-Ray Binary 4U 2206 + 54: Disappearance of the 9.6 Day Modulation // *Astrophys. J.* - 2007. - **Vol.655**. - P.458-465.
- [345] Torrejon J.M., Kreykenbohm I., Orr A., Titarchuk L., Negueruela I. Evidence for a Neutron Star in the non-pulsating massive X-ray binary 4U 2206 + 54 // *Astron. and Astrophys.* - 2004. - **Vol.423**. - P.301–309.
- [346] Blay P., Negueruela I., Reig P., Coe M.J., Corbet R.H.D., Fabregat J., Tarasov A.E. Multiwavelength monitoring of BD +532790, the optical counterpart to 4U 2206 + 54 // *Astron. and Astrophys.* - 2006. - **Vol.446**. - P.1095–1105.
- [347] Lutovinov A., Revnivtsev M., Gilfanov M., Shtykovski P., Molkov S., Sunyaev R. INTEGRAL insight into the inner parts of the Galaxy. High mass X-ray binaries // *Astron. and Astrophys.* - 2005. - **Vol.444**. - P.821–829.

- [348] Nespoli E., Fabregat J., Mennickent R.E. K-band spectroscopy of IGR J16358-4726 and IGR J16393-4643: two new symbiotic X-ray binaries // *Astron. and Astrophys.* - 2010. - **Vol.516**. - P.1-7.
- [349] Hall T.A., Finley J.P., Corbet R.H.D., Thomas R.C. RXTE Observations of the X-Ray Binary 2S 0114+650 // *Astrophys. J.* - 2000. - **Vol.536**. - P.450-454.
- [350] Crampton D., Hutchings J.B., Cowley A.P. The supergiant X-ray binary system 2S 0114 + 650 // *Astrophys. J.* - 1985. - **Vol.299**. - P.839-844.
- [351] Reig P., Roche P., Fabregat J., Coe M.J. Spectral and luminosity classification of the optical counterpart to the massive X-ray binary 2S 0114 + 65 // *International Conference on X-ray Astronomy and Astrophysics*. - 1996. - P.181-182.
- [352] Revnivtsev M., Tuerler M., Del Santo M., Westergaard N.J., Gehrels N., Winkler C. Igr J16358-4726 // *IAU Circ.* - 2003. - **№8097**
- [353] Patel S.K., Kouveliotou C., Tennant A. et.al The Peculiar X-Ray Transient IGR J16358-4726 // *Astrophys. J.* - 2004. - **Vol.602**. - L45–L48.
- [354] Rahoui F., Chaty S., Lagage P.O., Pantin E. Multi-wavelength observations of Galactic hard X-ray sources discovered by INTEGRAL. II. The environment of the companion star // *Astron. and Astrophys.* - 2008. - **Vol.484**. - P.801–813.
- [355] Patel S.K., Zurita J., Del Santo M. et.al. A Possible Magnetar Nature for IGR J16358-4726 // *Astrophys. J.* - 2007. - **Vol.657**. - P.994-1003.

## Приложения

В приложении представлены каталоги Галактической популяции рентгеновских пульсаров в МРДС: квазистационарные источники и транзиенты. Объекты каталога располагаются в порядке возрастания их периодов. В первом столбце отображается порядковый номер пульсара. Во втором столбце его наименование. В третьем столбце указаны значения собственных периодов вращения ( $P_s$ ) в секундах. Знак (\*) указывает на то, что величина  $P_s$  приведена на момент открытия данного пульсара. Либо в круглых скобках указывается год, когда было произведено измерение  $P_s$ . Также в третьем столбце под величиной собственного периода могут быть указаны зарегистрированные изменения периода осевого вращения: Loc. spin-up/down - эпизоды ускорения и замедления вращения, Glob.spin-up/down - длительные тренды ускорения и замедления вращения пульсара. В четвертом столбце ( $\dot{P}$ ) приводятся их численные значения в единицах (с/с), а также эпоху их наблюдений, либо в модифицированных юлианских датах (MJD), либо в годах (Yr.). В пятом столбце отображены значения орбитальных периодов ( $P_{orb}$ ) в сутках. В шестом столбце приведены оценки рентгеновской светимости ( $L_x$  эрг/с) в указанном интервале энергий (кэВ). В седьмом столбце указано значение напряженности магнитного поля на поверхности нейтронной звезды ( $B(10^{12}$  Гс)), полученное из анализа циклотронных линий. В восьмом столбце указаны оценки расстояний до объектов (dist) в килопарсеках. В девятом столбце приведены спектральные классы и классы светимости массивных компаньонов. Значения всех параметров рентгеновских пульсаров, приведенных в каталогах, подкреплены соответствующими ссылками.

Таблица 7: Каталог Галактической популяции квазистационарных пульсаров в МРДС

Имя	$P_s$ (с)	$\dot{P}$ (с/с)	$P_{\text{orb}}$ (сут)	$L_x$ эрг/с Диап. (кэВ)	$B(10^{12}$ Гс) Цик. лин.	dist(кпк)	Комп.
1	4U 1119-603 (Cen X-3) Loc.spin-down MJD Loc.spin-up MJD Glob.spin-up MJD	$1.25 \times 10^{-10}$ [65] 56834-56857 $-1.62 \times 10^{-10}$ [65] 56263-56315 $-2.26 \times 10^{-11}$ [93] [164] [65] 40960-57220	2.083 [159]	4-5E37 [160] 2-10	2.4 - 3 [161]	$5.7 \pm 1.5$ [162]	O6.5 II-III [163]
2	OAO 1657-415 Loc.spin-down MJD Loc.spin-up MJD Glob.spin-up MJD	$5.46 \times 10^{-9}$ [66] 56188-56283 $-8.46 \times 10^{-9}$ [66] 55192-55365 $-1.08 \times 10^{-9}$ [93] [94] [17] [66] 43756-57250	10.44 [18]	3E36 [53] 2-10	3.1 [97]	$6.4 \pm 1.5$ [53]	B0-6 Iab [53]
3	IGR J22534+6243 47* [201] Loc.spin-down MJD Glob.spin-down Yr.	$1.33 \times 10^{-9}$ [201] 54937-54959 $5.3 \times 10^{-10}$ [201] 1993-2010	> 22 [201]	3E34 [201] 17-60	-	4-5 [201]	B0-1III-Ve [201]
4	IGR J18027-2016 139.61* [229]	-	4.6 [229]	1.65E36 [230] 2-10	-	12.4 [230]	B1 Ib [230]
5	SAX J1324.4-6200 170.84* [239] Glob.spin-down Yr.	$6.34 \times 10^{-9}$ [240] 1994-2008	-	1.1E34 [239] 1-10	-	> 3.4 [239]	-

Продолжение таблицы 7

Имя	$P_s$ (с)	$\dot{P}$ (с/с)	$P_{\text{orb}}$ (сут)	$L_x$ эрг/с Диап. (кэВ)	$B(10^{12}$ Гс) Цик. лин.	dist(кпк)	Комп.
6	4U 0900-40 (Vela X-1) Loc.spin-down MJD Loc.spin-up MJD Glob.spin-down MJD Glob.spin-up MJD	$1.74 \times 10^{-8}$ [67] 54770-54803 $-2.65 \times 10^{-8}$ [67] 54806-54844 $1.95 \times 10^{-11}$ [93] [164] 42449-51343 $-1.35 \times 10^{-11}$ [67] 54690-57217	8.96 [261]	4E36 [262] 2-30	2.6 [263]	$1.9 \pm 0.2$ [264]	B0.5 Ib [265]
7	XTE J1855-026 Loc.spin-down MJD	$3.7 \times 10^{-8}$ [279] ?	6.07 [279]	2E36 [278] 2-12	-	10 [278]	O-B[sg] [278]
8	EXO 1722-363 Glob.spin-up MJD	-	9.74 [293]	4.7E35 - 9.2E36 20-60 [294]	-	$7.1 - 7.9$ [294]	B0-1 Ia [294]
9	4U 1538-52 Glob.spin-up MJD Glob.spin-down MJD	$-7.54 \times 10^{-9}$ [93] [164] 47223-51315 $4.79 \times 10^{-9}$ [68] 54690-57220	3.75 [304]	4E36 [305] 2-20	2.1 [301]	5.5 [305]	B0.2 Ia [305]
10	4U 1223-624 (GX 301-2) Loc.spin-down MJD Loc.spin-up MJD Glob.spin-down MJD	$1.80 \times 10^{-7}$ [?] 55094-55122 $-1.26 \times 10^{-6}$ [?] 55354-55402 $1.30 \times 10^{-8}$ [164] [?] 49324-57222	41.52 [312]	1E37 [313] bol	4.2 [314]	5.3 [313]	B1.5 Ia [313]

Продолжение таблицы 7

Имя	$P_s$ (с)	$\dot{P}$ (с/с)	$P_{\text{orb}}$ (сут)	$L_x$ эрг/с Диап. (кэВ)	$B(10^{12}$ Гс) Цик. лин.	dist(кпк)	Комп.
	Glob.spin-up MJD	$-3.67 \times 10^{-8}$ [93] [164] 42417-49200					
11	4U 0352+309 (X Per) Loc.spin-down MJD Glob.spin-up Yr. Glob.spin-down MJD	837.2 (1998) [319] $1.4 \times 10^{-8}$ [16] 43413-43532 $-3.98 \times 10^{-9}$ [320] 1976-1981 $3.45 \times 10^{-9}$ [323] 44000-50000	250 [320]	2E34 [322] 2-10	5.6 [323]	$0.7 \pm 0.3$ [322]	B0 Ve [322]
12	4U 1036-56 Glob.spin-up Yr.	860* [246] $-2 \times 10^{-8}$ [63] 1999-2009	61 [324]	2-4.5E35 [246] 3-30	-	5 [195]	B0 V-IIIe [195]
13	IGR J16393-4643 Glob.spin-up MJD	912* [325] $-1.08 \times 10^{-8}$ [326] 53215-53815	3.69 [326]	1.2E36 [325] 2-10	-	$\sim 10$ [325]	SG [326]
14	IGR J16493-4348 Glob.spin-up Yr.	1069* [329] $-4.6 \times 10^{-8}$ [340] 1984-2004	6.78 [330] $\sim 330$ [342]	1E36-37 [331] 1-100	3.7 [332]	6-26 [348]	B0.5-1 Ia-Ib [348]
15	V831 Cas Glob.spin-up Yr.	1396.14 (2006) [340] $5.24 \times 10^{-7}$ [343] 51141-54237	19.25 [344]	2E35 [342] 2-10	-	$2.3 \pm 0.5$ [341]	B1 V [341]
16	4U 2206+54 Glob.spin-down MJD	5554 (2010) [343] $-8.9 \times 10^{-7}$ [64] 50451-53348	11.6 [350]	4E35 [343] 0.5-70	3.3 [345]	2.6 [346]	O9.5V [346]
17	2S 0114+650 Glob.spin-up MJD	9828 (2000) [349] $-8.9 \times 10^{-7}$ [64] 50451-53348	11.6 [350]	1.1E36 [349] 3-20	2.5 [64]	$7.0 \pm 3.6$ [351]	B1 Ia [351]

Таблица 8: Каталог Галактической популяции транзитных пульсаров в МРДС

Имя	$P_s$ (с)	$\dot{P}$ (с/с)	$P_{\text{orb}}$ (сут)	$L_x$ эрг/с Диап. (кэВ)	$B$ ( $10^{12}$ Гс) Цик. лин.	dist(кпк)	Комп.
1 SAX J0635.2+0533	0.0338* [131], [132]	$3.8 \times 10^{-13}$ [133]	11.2 [133]	3-8E32 [134] 0.2-12	-	2.5-5 [131]	B2 V-B1 IIIe [131]
2 PSR B1259-63	0.48* [136]	$2.28 \times 10^{-15}$ [137]	1236.8 [137]	0.2-4.2E33 [138] 0.07-2.4	-	2.3 [139]	O9.5 V [139]
3 4U 1901+03	2.763* [140] Loc. spin-up MJD	$-2.27 \times 10^{-10}$ [140] 52680-52837	22.58 [140]	$\sim 7E37$ [140] 2.5-25	-	$> 10$ [140]	Be [140]
4 4U 0115+634	3.61* [141] Glob. spin-up Yr. Loc. spin-up MJD	$-8.37 \times 10^{-11}$ [142] $-8.36 \times 10^{-11}$ [142] 1981-2008 $-3.02 \times 10^{-10}$ [142] 54555-54566	24.32 [143]	2E34-5E36 0.1-200 [144] 0.1-200 [144]	$\sim 1$ [145]	7 [146]	B0.2 Ve [146]
5 V 0332+53	4.4* [147] Loc. spin-up MJD	$-9.26 \times 10^{-11}$ [148] 53367-53392	34.25 [147]	5E37-5E38 3-100 [151]	2.5 [150]	7 [149]	O8.5 Ve [149]
6 GRO J1750-27	4.45* [152] Loc. spin-up MJD	$-7.75 \times 10^{-10}$ [153] 54507-54576	29.81 [152]	$\sim 1E38$ [152] 20-70	-	18 [152]	Be [152]
7 AX J1841.0-0536	4.74* [154]	-	-	2.3E34-1.1E36 2-10 [154]	-	3.2 [155]	B1 Ib [155]
8 2S 1553-542	9.28 (2012) [165] Loc. spin-up MJD	$-2.54 \times 10^{-9}$ [165] 54480-54540	29.56 [165]	$\sim 1.34E37$ [165] 2-60	-	10 [165]	Be [165]
9 IGR J17544-2619	11.58 (2015) [166]	-	4.93 [167]	4.7E34-3E38	1.45 [168]	3.6 [354]	O9I [354]

Продолжение таблицы 8

Имя	$P_s$ (с)	$\dot{P}$ (с/с)	$P_{\text{orb}}$ (сут)	$L_x$ эрг/с Диап. (кэВ)	$B$ ( $10^{12}$ Гс) Цик. лин.	dist(кпк)	Комп.
10	GS 0834-430	12.3* [169]	105.8 [170]	0.3-10 [166] 0.1-5.5E35 [171] 0.1-2.4	-	5 [171]	B0-2 III-Ve [171]
11	IGR J19294+1816	12.44* [172]	117 [173]	-	-	-	-
12	Swift J1626.6-5156	15.38* [174] Glob. spin-up MJD	132.9 [175]	3.4E35 [176] 2-60	0.86 [176]	$\sim 10$ [177]	B0Ve [177]
13	XTE J1946+274	15.83* [178] Loc. spin-up MJD	169.2 [180]	1-5E37 [179] 15-50	-	$9.5 \pm 2.9$ [180]	B0-B1 IV-Ve [180]
14	2S 1417-624	17.64* [181] Glob. spin-up MJD	42.12 [182]	1.4E34-1.3E36 3-20 [183]	-	11 [183]	B1 Ve [61]
15	KS 1947+300	18.76* [184] Glob. spin-down Yr. Loc. spin-up MJD	40.42 [185]	7.8E37-1E38 1-60 [186]	1.1 [186]	10 [187]	B0Ve [187]
16	IGR J18483-0311	21.05 (2007) [189]	18.55 [190]	1.6E34-7.8E36 20-100[189]	-	3-4 [190]	B0.5a sg [190]
17	XTE J1543-568	27.12* [191] Glob. spin-up MJD	75.56 [191]	>1E37 [191] bol. 51550-51950	-	10 [191]	-
18	GS 1843+00	29.78 (1997) [192] Loc. spin-up	50-60 [192]	3E37 [192] 0.3-100	-	10 [192]	Be [192]



Продолжение таблицы 8

Имя	$P_s$ (с)	$\dot{P}$ (с/с)	$P_{\text{orb}}$ (сут)	$L_x$ эрг/с Диап. (кэВ)	$B(10^{12}$ Гс) Цик. лин.	dist(кпк)	Комп.
	MJD	50500-50540					
19 RX J0812.4-3114	31.88* [57]	-	81.3 [194]	2.3E36 [194] 3-30	-	9 [57]	B0.5 V-IIIe [195]
20 EXO 2030+375	41.41 (2013) [197] Loc. spin-up MJD	-3.11 $\times 10^{-8}$ [198] 53948-53953	46.02 [198]	5-13E37 [198] 3-50	3.1 [199]	7 $\pm$ 3 [200]	B0Ve[200]
21 AX J1700.2-4220	54* [202]	-	44 [203]	1E36 [202] 2-50	-	10 [202]	B0.5 IVe [204]
22 GS 2138+56 (Сеп X-4)	66.25* [205] Loc. spin-up MJD Glob. spin-down MJD	-1.06 $\times 10^{-8}$ [210] 56813-56831 1.92 $\times 10^{-10}$ [206] 49163-50641	23-143 [206]	0.27-1.4E36 [207] 2-10	2.6 [208]	3.8 [209]	B1-B2V [209]
23 GRO J1008-57	93.4* [211] Loc. spin-up MJD Glob. spin-down Yr. Glob. spin-up Yr.	-4.45 $\times 10^{-8}$ [217] 56993-57032 4.75 $\times 10^{-10}$ [212] 1993-2009 -2.31 $\times 10^{-9}$ [212] 2011-2012	249.48 [213]	1.6E35 [211] 0.1-2.4	6.6 [215]	5 [214]	B0 III/Ve [216]
24 GS 1843-024	94.8* [218]	-	241 [193]	-	-	-	-
25 3A 0726-260	103.2 (1997) [219]	-	34.46 [219]	2.8E35 [219] 2-20	-	6.1 $\pm$ 0.3 [220]	O8.5 Ve [216]
26 1A 0535+262	103.3* [221] Loc. spin-up	-6.73 $\times 10^{-8}$ [72]	111 [222]	1E35 [225] 3-12	4.3 [226]	1.8 $\pm$ 0.6 [227]	O9.7 IIIe [227]

Продолжение таблицы 8

Имя	$P_s$ (с)	$\dot{P}$ (с/с)	$P_{\text{orb}}$ (сут)	$L_x$ эрг/с Диап. (кэВ)	$B(10^{12}$ Гс) Цик. лин.	dist(кпк)	Комп.
	MJD Glob. spin-up MJD Glob. spin-down MJD	55161-55197 $-1.6 \times 10^{-9}$ [223] 42531-47624 $7.25 \times 10^{-10}$ [228] ?					
27 AX J1820.5-1434	152.26 (2010) [231] spin-down MJD	$3 \times 10^{-9}$ [232] ?	54 [232]	6E34 - 1.8E35 15-150 [232]	-	3.5 - 6 [232]	B0 III-V [232]
28 MXB 0656-072	160.7 (2003) [233] Loc. spin-up MJD	$-3.94 \times 10^{-8}$ [234] 52930-52971	101.2 [235]	6.6E36 [234] 2-10	3.67 [234]	$3.9 \pm 0.1$ [234]	O9.5 Ve [236]
29 IGR J11435-6109	161.76* [237]	-	52.5 [238]	5E35 [237] ?	-	4.5 [237]	Be [237]
30 IGR J11215-5952	186.78* [241]	-	164.6 [242]	0.1-5E35 [243] 1-10	-	7 [244]	B0.5 Ia [244]
31 1H 1238-599	191* [245]	-	-	-	-	-	-
32 RX J0440.9+4431	202.5* [246] Glob. spin-down Yr.	$6.42 \times 10^{-9}$ [247] 1999-2012	$\sim 150$ [248]	7.1E36 [248] 3-100	3.2 [248]	$3.3 \pm 0.5$ [249]	B0.2 Ve [249]
33 XTE J1858 + 034	220.4* [250] Loc. spin-up MJD	$-4.40 \times 10^{-7}$ [250] 52761-52773	380 [250]	1E37 [250] 5-70	-	6 [250]	Be [249]
34 IGR J16465-4507	228 (2004) [347]	-	30.24 [252]	2.6E35 [252] 15-50	-	9.5 [155]	O9.5 Ia [155]
35 4U 1258-61 (GX 304-1)	272* [253] Loc. spin-down	$2.34 \times 10^{-8}$ [254]	132.5 [255]	2.8E36 [256] 2-30	4.7 [257]	$2.4 \pm 0.5$ [258]	B2 Vne [258]

Продолжение таблицы 8

Имя	$P_s$ (с)	$\dot{P}$ (с/с)	$P_{\text{orb}}$ (сут)	$L_x$ эрг/с Диап. (кэВ)	$B$ ( $10^{12}$ Гс) Цик. лин.	dist (кпк)	Комп.
	MJD Loc. spin-up	55563-55677 $-2.40 \times 10^{-7}$ [254]					
36	MJD 291.7* [266]	55811-55821 -	187.5 [266]	2.5E34-35 [266] 2-15	-	1.4 [266]	B0-1 Ve [266]
37	MJD 297 (2004) [267] Glob. spin-up	$-1.06 \times 10^{-9}$ [268] 42614-51570	12.36 [268]	3E35-36 [266] 2-15?	-	8.2 [269]	B2 Iae [266]
38	MJD 320.35* [270]	-	-	1E35 [270] 2-12	-	8.5	B1 IVe [270]
39	MJD 346 (2006) [271]	-	15.66 [271]	4E35-3E36 3-60 [271]	-	3.3 [272]	B0.5 II-III [272]
40	MJD 358.6* [273] Loc. spin-up	$-2.9 \times 10^{-7}$ [274] 55481-55496	12.68 [275]	3.3E35 [276] 3-30	-	6.5 [277]	B0V [277]
	MJD Glob. spin-down	$1.8 \times 10^{-9}$ [274]					
41	Yr. 405.3* [280] Loc. spin-up	2012-2014 $-4.6 \times 10^{-7}$ [311]	24 [284]	3.7E36 [283] 3-30	4.8 [311]	$5 \pm 2$ [285]	O9.5 Ve [285]
42	MJD 437.4* [286]	54841-54865 -	$\geq 200$ [286]	4-15E33 [286] 2-10	-	6-12 [286]	Be [286]
43	MJD 437.5* [287] Glob. spin-down	$6.77 \times 10^{-9}$ [288] 45576-51080	8.38 [289]	2E36 [290] ?	2 [301]	$\sim 5$ [290]	O8-9 Ia [290]
44	MJD 469.2 (2005) [295]	-	216-561 [295]	1.4-4E35 [296]	4 [296]	$4.0 \pm 0.4$ [295]	B2 IVe [295]

Продолжение таблицы 8

Имя	$P_s$ (с)	$\dot{P}$ (с/с)	$P_{\text{orb}}$ (сут)	$L_x$ эрг/с Диап. (кэВ)	$B(10^{12}$ Гс) Цик. лин.	dist(кпк)	Комп.
45	MAXI J1409-619 506.9 (2010) [297] Loc. spin-up MJD	$-4.07 \times 10^{-6}$ [300] 55530-55546	-	7E36 [299] 2-10	3.8 [298]	15 [298]	B0 V-III [298]
46	4U 1909+07 604.11 (2010) [306] Glob. spin-down MJD	$7.15 \times 10^{-9}$ [291] 54280-55600	4.4 [307]	5E36 [307] 1.5-100	3.8 [306]	7 [308]	O7.5-O9.5 [308]
47	2RXP J130159.6-635806 $\sim 700^*$ [315] Glob. spin-up Yr.	$-2 \times 10^{-7}$ [315] 2001-2004	-	5E34, 5E35 2-10 [316]	-	4-7 [316]	Be [316]
48	AX J1700.1-4157 714* [317] Glob. spin-down Yr.	$< 8.4 \times 10^{-8}$ [318] 1999-2010	-	5E34 [317] 1-10	-	10 [317]	-
49	IGR J18462-0223 997 (2011) [327]	-	2.13 [328]	4E36-2.2E37 18-60 [328]	-	11 [328]	OB[sg] [328]
50	IGR J16418-4532 1212 (2011) [334]	-	3.75 [335]	1.2E35 [334] 1-10	-	13 [334]	O-B[sg][334]
51	SAX J2239.3+6116 1247* [336]	-	262 [336]	2.3E36 [336] 2-28	-	4.4 [337]	B0 V - B2 III [337]
52	IGR J16320-4751 1309* [338] Glob. spin-up Yr.	$-8.57 \times 10^{-7}$ [338] 1997-2005	-	4E36 [338] 1-10	-	8 [338]	SG ? [339]
53	IGR J16358-4726 5880 (2003) [353] Loc. spin-up MJD	$-1.6 \times 10^{-4}$ [355] 52717-52724	8.9 [355]	1E32-36 [355] 2-10	-	5-6, 12-13 [347]	Be? K-M III? [354], [348]