

ISSN 0320-0108

Том 49, Номер 12

Декабрь 2023



ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Астрономия и космическая астрофизика

СПЕЦИАЛЬНЫЙ ВЫПУСК

Материалы конференции "Физика нейтронных звезд - 2023"

www.sciencejournals.ru



СОДЕРЖАНИЕ

Том 49, номер 12, 2023

Реверберации пульсарной туманности в созвездии Парусов <i>А. Е. Петров, К. П. Левенфиш, Г. А. Пономарёв</i>	839
Исследование ультраяркого рентгеновского источника VII Zw 403 ULX в рентгеновском и оптическом диапазонах <i>А. С. Винокуров, К. Е. Атапин, А. Е. Костенков, Ю. Н. Соловьёва</i>	849
Углы между магнитным моментом и осью вращения в радиопульсарах с жестким излучением <i>М. А. Тимиркеева, И. Ф. Малов</i>	859
Влияние мелкомасштабного поля на нагрев полярной шапки радиопульсара J0901–4046 <i>Д. П. Барсуков, И. К. Морозов, А. Н. Попов</i>	869
Токовый слой как оптимальный синхротронный мазер на радиопульсаре <i>С. А. Корягин</i>	875
Эффекты перестановочной неустойчивости при дисковой аккреции на нейтронные звезды с сильными магнитными полями <i>Д. Д. Лисицин, Н. И. Шакура</i>	882
Нейтринное излучение при сверхвыскачках нейтронных звезд <i>А. Д. Каминкер, А. Ю. Потехин, Д. Г. Яковлев</i>	888

РЕВЕРБЕРАЦИИ ПУЛЬСАРНОЙ ТУМАННОСТИ В СОЗВЕЗДИИ ПАРУСОВ

© 2023 г. А. Е. Петров^{1*}, К. П. Левенфиш¹, Г. А. Пономарёв^{1,2}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18.09.2023 г.

После доработки 29.10.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Трансзвуковое (с числом Маха $M_s \gtrsim 1$) движение пульсарной туманности относительно внешней среды может способствовать формированию внутри нее компактной двухторовой рентгеновской структуры. Этот двойной рентгеновский тор может реверберировать как целое под действием напорного давления натекающей среды. Если среда натекает на туманность параллельно оси вращения питающего ее пульсара, то реакция торов на этот напор однородна по азимуту. При натекании под углом к этой оси подветренные половинки торов откликаются на действие внешнего потока с некоторой задержкой относительно наветренных. Задержка может приводить к любопытному “повиливанию” среднего сегмента подветренного джета компактной двухторовой туманности. На основе релятивистской магнитогидродинамической модели такой туманности мы исследуем динамику ее плазменных течений, ответственных за это повиливание. Модель, в частности, позволяет естественным образом связать повиливание яркого сегмента подветренного (юго-восточного) джета туманности в созвездии Парусов (Vela) с реверберацией ее двойного тора.

Ключевые слова: пульсарные туманности, остатки сверхновых, рентгеновские источники.

DOI: 10.31857/S0320010823120069, **EDN:** RXSCPQ

1. ВВЕДЕНИЕ

Компактные области яркого синхротронного свечения вокруг быстро вращающихся нейтронных звезд-пульсаров называют пульсарными туманностями (ПТ). Они являют собой пузырь, который пульсар своим ветром выдувает в окружающей плотной среде — остатке сверхновой звезды, породившей пульсар, или межзвездной. Пузырь заполняет сильно разреженная, бесстолкновительная, сильно замагниченная электрон-позитронная плазма ($e^\pm$), поставляемая ветром пульсара; она излучает в диапазоне от радиоволн до гамма-лучей. Свойства такой плазмы мало изучены, что делает ПТ уникальными естественными лабораториями по ее исследованию. Некоторые из ПТ весьма динамичны и расположены близко к Земле, позволяя современным телескопам собирать подробную информацию об их строении, спектрах и эволюции. Наиболее интересны в этом смысле Крабовидная туманность и туманность в созвездии Парусов, сформированные пульсарами PSR B0531+21 и

PSR B0833-45 с собственными именами — Краб и Вела (Crab, Vela). Этими же именами часто называют и сами туманности этих пульсаров, что будет принято и в настоящей работе. Долговременные наблюдения Краба и Велы в мягком рентгеновском диапазоне 0.5–8 кэВ приборами орбитального телескопа Chandra позволили разрешить морфологию и динамику их синхротронного излучения на масштабах, составляющих сотые и даже тысячные доли от их размеров (см., например, Вайскопф и др., 2000; Гельфанд и др., 2001). Это открыло возможности для поиска связи между морфологиями этих ПТ и свойствами породивших их пульсаров, пульсарного ветра, плазмы самих ПТ, и окружающей их среды. Обычно эти свойства не поддаются прямому измерению; они либо неизвестны вовсе, либо сильно модельно-зависимы (т.е. судить о них можно лишь по косвенным признакам). Численное моделирование структуры ПТ с помощью релятивистских магнитогидродинамических (рМГД) кодов, дополненных моделью синхротронного излучения $e^\pm$ плазмы, позволяет получить информацию о вышеназванных

*Электронный адрес: a.e.petrov@mail.ioffe.ru

свойствах через сопоставление модельных карт синхротронного излучения с реальными.

Рентгеновское излучение несет в себе информацию об устройстве внутренней, наиболее динамичной и замагниченной области ПТ. Эту область называют *компактной* туманностью. В работе мы ограничимся компактными ПТ с *джет-торовой морфологией*. Их надувают пульсары с до- или околозвуковой скоростью движения относительно среды. Джет-торовые ПТ бывают *одноторовыми* и *двухторовыми*; прототипом одноторовых является Краб, а двухторовых — Вела. К счастью, обе ПТ видны с Земли в схожей проекции на плоскость неба, что исключает влияние эффекта проекции на различие их рентгеновских морфологий. Более 20 лет с момента запуска Chandra рМГД-модели Краба активно развивались. К настоящему времени усилиями нескольких мировых научных групп разработана весьма реалистичная модель этой одноторовой рентгеновской ПТ (Комиссаров, Любарский, 2004; Дель Занна и др., 2004; Камю и др., 2009; Порт и др., 2014). Некоторые сложности, с которыми эта модель столкнулась, а также ее неспособность объяснить природу двухторовых ПТ, послужили основой нашего интереса к Веле и сподвигли нас на построение ее численной рМГД-модели.

Наше моделирование показало важность учета движения компактной ПТ относительно внешней среды даже для пульсаров с дозвуковой собственной скоростью. Прежние рМГД-модели Краба этим движением пренебрегали (по-видимому, из-за огромной ресурсоемкости вычислений) и считали ПТ покоящейся в центре радиально разлетающегося остатка сверхновой. Учет дополнительных параметров, описывающих движение среды или пульсара, избавил рМГД-модели от недостатков стационарного подхода. В результате модели стали уверенно воспроизводить (ранее невозпроизводимые) рентгеновские особенности Краба: *спрайм* (*Sprite*), *внутреннее кольцо* (*inner ring*) и куполообразную структуру на месте контр-джета (Левенфиш и др., 2021). Для Велы этот учет оказался еще важнее (Пономарёв и др., 2020, 2021, 2023; Фатеева и др., 2023). Наличие внешнего потока в системе покоя пульсара избавило рМГД-модели от чрезмерной турбулентности истечений ПТ. Сильная турбулентность несовместима с регулярностью двойного тора Велы и высокой упорядоченностью ее тороидального магнитного поля (Танг, Шевалье, 2011; Шевалье, Рейнольдс, 2011).

Наше исследование показало, что компактную двухторовую ПТ может надуть пульсар с большим *наклоном* магнитной оси к оси вращения, и низкой *начальной замагниченностью*¹ ветра ($\alpha \gtrsim 70^\circ$ и $\sigma_0 \sim 0.01\text{--}0.1$ соответственно). Чтобы обеспечить стационарность двойного тора, пульсару нужна помощь внешнего потока. Поток помогает в поддержании двух ключевых условий существования двойного тора — (1) регулярности геометрии ударной волны (УВ) торможения ветра и (2) пересжатости широкого слабомагнитного экваториального истечения почти на всем его протяжении. Эти условия поток обеспечивает путем регуляризации магнитных истечений ПТ. Он меняет их структуру и динамику (действуя как внешняя вынуждающая сила) и мешает им аккумулировать турбулентность, вытягивая с их периферийных участков крупные замагниченные вихри².

Компактная ПТ Вела — яркая двухторовая рентгеновская туманность размером $\sim 42''$. Пульсар надул ее после того, как его прежнюю, реликтовую ПТ сбила асимметричная обратная УВ остатка сверхновой. УВ перекатила через пульсар ~ 2000 лет назад (Шевалье, Рейнольдс, 2011; Маттана и др., 2011). С тех пор новая Вела взаимодействует с быстрым северным потоком вещества (остатка), увлеченного этой УВ. В системе покоя пульсара натекающий поток выглядит встречным и трансзвуковым (с числом Маха $M_s \sim 1.3$; Шевалье, Рейнольдс, 2011). Учет взаимодействия Велы с внешним потоком помогает рМГД-моделям этой ПТ не только подавить избыточную магнитную турбулентность и поддержать высокую регулярность магнитного поля, но и воспроизвести двойной тор и прочие необычные особенности рентгеновской морфологии Велы. В их числе — двухчастный наветренный джет и трёхчастный подветренный джет (Пономарёв и др., 2021) с поперечной полоской в начале яркого сегмента (Фатеева и др., 2023) и цепочкой узелков поперек него (Пономарёв и др., 2023).

Помимо влияния на отдельные истечения компактной ПТ, внешний поток может вынудить ее двойной тор реверберировать как целое. В физике ПТ реверберациями называют ангармонические колебания и колыхания туманности как це-

¹ Замагниченностью релятивистского ветра σ называют отношение плотностей потока его магнитной и кинетической энергий. В лабораторной системе отсчета для ветра с плотностью ρ , давлением p , переносимого магнитное поле B , она определяется как $\sigma = B^2 / (4\pi\Gamma^2 (\rho c^2 / \Gamma + 4p))$, где Γ — лоренц-фактор течения ветра.

² В двухторовых моделях турбулентность начинает аккумулироваться с периферии ПТ (Пономарёв и др., 2020).

лого, сопровождающие ее попеременные сжатия-расширения под напором сильного внешнего потока (см., например, Блондин др., 2001; ван дер Свалюв и др., 2004; Бандиера и др., 2023). В сходящемся потоке могут ревербировать как одноторовые, так и двухторовые ПТ, а в обтекающем — только двухторовые, как будет пояснено ниже. В этой статье мы обсудим, как реверберации сказываются на динамике течений подветренной полусферы двухторовой ПТ, и к каким наблюдаемым проявлениям они могут приводить в Веле.

2. ОБЩАЯ СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЙ

Прежде чем обсудить динамику течений, остановимся на их структуре. Обсуждаемые результаты основаны на осесимметричной 2.5D рМГД-модели двухторовой ПТ (Пономарёв и др., 2023); в ее основе лежит модель пульсарного ветра, широко применяемая в современном моделировании ПТ (см., например, Порт и др., 2014; Бюлер, Джоми, 2016). Параметры модели даны в Приложении, а структура ее течений показана на рис. 1 на примере карт тороидального магнитного поля, давления и скорости. Карты верхнего ряда отвечают упрощенной “стационарной” ПТ покоящегося пульсара (Пономарёв и др., 2019). Эта вспомогательная модель позволяет выявить все характерные истечения двухторовой ПТ, и механизмы их разрушения/поддержания. Экваториальные широты такой ПТ занимает широкое медленное слабозамагниченное истечение. Пересжатое и недорасширенное на всем протяжении, оно помогает обособлению двух быстрых разнополярных магнитных истечений, бегущих по обе его стороны. Не имея возможности сойтись и турбулизироваться, они сохраняют силу и регулярность замороженного в них тороидального магнитного поля до самых границ компактной ПТ. Там они резко тормозятся, и каждое разделяется на два регулярных крупномасштабных тороидальных магнитных вихря — *пограничный* с экваториальным потоком и *циркуляционный* на средних широтах.

Отметим ключевое различие двухторовых и одноторовых ПТ. Двойной тор образован *регулярными* вихревыми течениями с масштабом порядка размера самой ПТ. Видимость же одиночного тора создается набором *случайных* мелкомасштабных магнитных неоднородностей в турбулентном экваториальном течении (см., например, Камю и др., 2009). Из-за различия их природы реакция одноторовых и двухторовых ПТ на внешнее возмущение принципиально различна. Локальное внешнее возмущение одиночного тора быстро размывается турбулентным потоком и не передается в иные части ПТ. Регулярные квазиламинарные течения

двойного тора способны переносить свое локальное возмущение на значительные расстояния: возмущение, скажем, периферии ПТ может откликнуться в приосевой зоне. Сверх того возмущение одного из торов неизбежно возмутит (с некоторой задержкой) и второй, так как торы коммуницируют посредством пересжатого экваториального течения (выравнивающего свое повышенное давление с окружающей плазмой посредством слабых косых и нормальных УВ).

В нижнем ряду рис. 1 показана структура течений более реалистичной модели двухторовой ПТ, обтекаемой трансзвуковым потоком. Такая ПТ по-прежнему имеет широкий, пересжатый и слабозамагниченный экваториальный пояс. Но внешний поток разрывает ее пограничные вихри, отводит наветренную циркуляцию дальше от оси, и поджимает к оси подветренную. Как следствие, меняется структура джетов, а в подветренной воронке УВ торможения ветра, из взаимодействия джета и циркуляции, возникает еще один регулярный тороидальный магнитный вихрь — рециркуляция. Положение вихрей указано цифрами и стрелками на картах туманности на рис. 1. Поле скоростей плазмы, в котором явственно видны вихри и направление их вращения, наложено на магнитные карты на рис. 2.

3. СТРУКТУРА ПОДВЕТРЕННОГО ДЖЕТА

Начальный участок подветренного джета заэкранирован от внешнего потока телом компактной ПТ. Однако поток способен влиять на джет через циркуляцию. Поджимая циркуляционный вихрь к оси ПТ, поток определенной силы может вынудить его перекрыть или сильно сузить полярный канал оттока плазмы. В результате джет может быть заперт в объеме ПТ, занятом циркуляционным вихрем. Последний работает словно клапан, который приоткрывает полярный канал лишь тогда, когда внешняя сила позволяет вихрю отступить от оси ПТ (раздел 4). Как следствие, в джете выделяются два различных участка — внутренний (запруженный), и внешний, скудно питаемый редкими прорывами полярного истечения через запруды. Аккумуляция плазмы на запруженном участке делает его головную часть широкой в сечении и сильно замагниченной, а значит, яркой и заметной в рентгене. Циркуляция не только запирает джет, но и увлекает часть поставляемой им плазмы обратно в воронку УВ торможения ветра (см. поле скоростей на рис. 2). Там из нее формируется контр-вихрь — *рециркуляция*. Разрастаясь, этот динамичный контр-вихрь может пережимать начало запруженного участка джета, отделяя его тонкую начальную часть от утолщенной головной

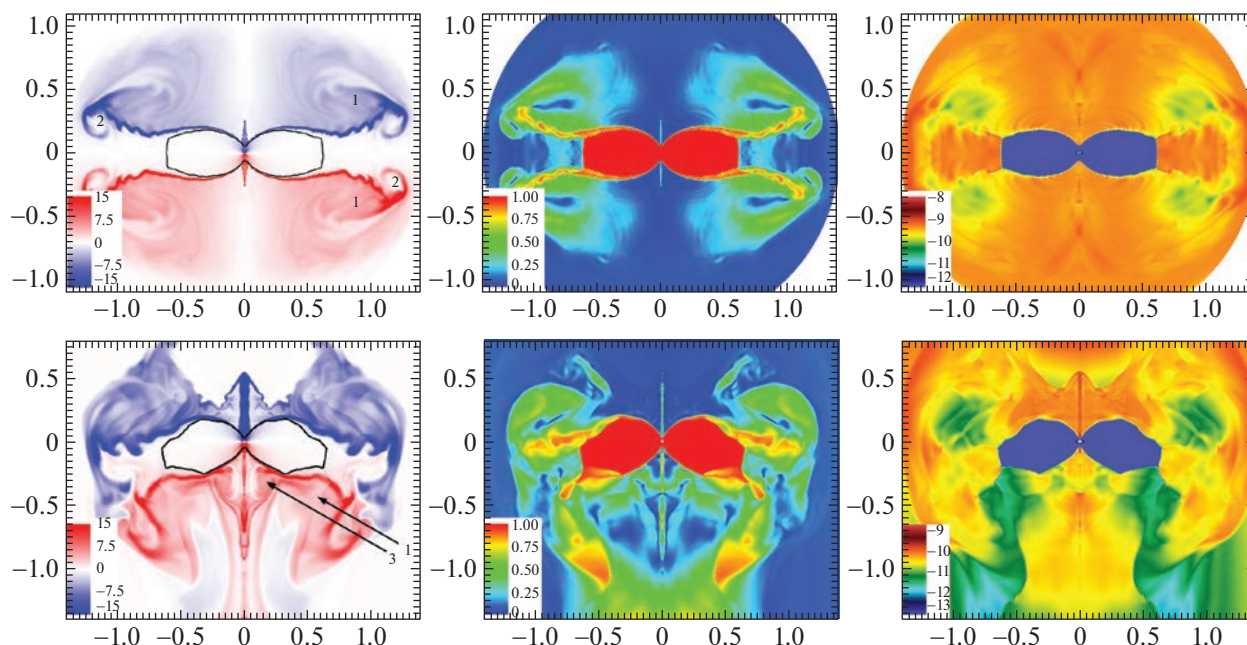


Рис. 1. Структура плазменных истечений в модельной двухторовой туманности: стационарной (верхний ряд; Пономарёв и др., 2019) и обтекаемой трансзвуковым потоком с числом Маха 2.3 (нижний ряд; Пономарёв и др., 2023). В колонках с первой по третью приведены карты азимутального магнитного поля (в мГс), скорости (в единицах c) и логарифма давления (в дин см^{-2}). Карты соответствуют моменту времени $t = 10$ лет с начала надувания ПТ. Параметры моделей: наклонение пульсара $\alpha = 80^\circ$, начальная замагниченность ветра $\sigma_0 = 0.03$ для стационарной модели и $\sigma_0 = 0.1$ — для трансзвуковой. Трансзвуковая модель надувалась на сетке с адаптивным измельчением (AMR) третьего уровня с начала симуляции (см. Приложение). Стационарная модель развивалась на грубой сетке до выхода на самоподобное расширение (~ 8 лет), после чего — на сетке с AMR четвертого уровня (см. Пономарёв и др., 2019). Цветовые шкалы подобраны так, чтобы подчеркнуть структуры течений туманности; их крайние значения не отражают максимальных значений представляемых величин. Черные контуры на картах магнитного поля очерчивают зону холодного пульсарного ветра и отмечают приблизительное положение ударной волны его торможения. Черные стрелки на нижней карте указывают на центры двух из трех регулярных, крупномасштабных, сильно замагниченных вихревых тороидальных течений в нижней полусфере модельных туманностей: циркуляции на средних широтах (1), пограничного вихря (2) и рециркуляции (3) в воронке ударной волны. Этим центрам отвечают зоны пониженного давления на картах третьего столбца. Ориентация стрелок совпадает с ориентацией луча зрения земного наблюдателя относительно полярной оси туманности Вела. Направление вращения в вихревых течениях намечено на рис. 2, где на магнитные карты наложены тонкие стрелочки, показывающие поле скоростей магнитных истечений туманности.

(см. магнитную карту в нижнем ряду рис. 1). В тонкой части джета полярное истечение вынуждено ускоряться. Прорвавшись через контр-вихрь, оно резко тормозится при налете на плотную головную часть, из-за чего в месте прорыва возникает квазистационарная УВ³. В итоге подветренный джет модельной ПТ состоит из трех частей — едва различимого тонкого начала, яркой и толстой средней части, и тусклого диффузного продолжения вне тела компактной туманности. Заметим, что именно такую трехчастную структуру имеет подветренный (ЮВ) джет Велы (Пономарёв и др., 2021). Его яркий средний участок действительно внезапно об-

рывается на расстоянии $\sim 10''5$ от пульсара, сопоставимом с толщиной ЮВ тора Велы ($\sim 10'' - 12''$).

4. ДИНАМИКА ПОДВЕТРЕННОЙ ПОЛУСФЕРЫ

Описанная выше картина не является статичной. Из-за накопления в подветренной воронке УВ торможения ветра избытка плазмы, стянутой циркуляционным вихрем с головной части запруженного участка джета, давление там растет. Это нарастание давления служит возвращающей силой, способной поддерживать квазипериодические осцилляции (суть реверберацию) двойного тора.

С ростом давления в воронке искажается равновесный профиль УВ. Ее касп — ближняя к пульсару точка — смещается в сторону пульсара, и свод

³ Она, по-видимому, отвечает за поперечную полосу в начале яркого сегмента подветренного джета Велы (Фатеева и др., 2023).

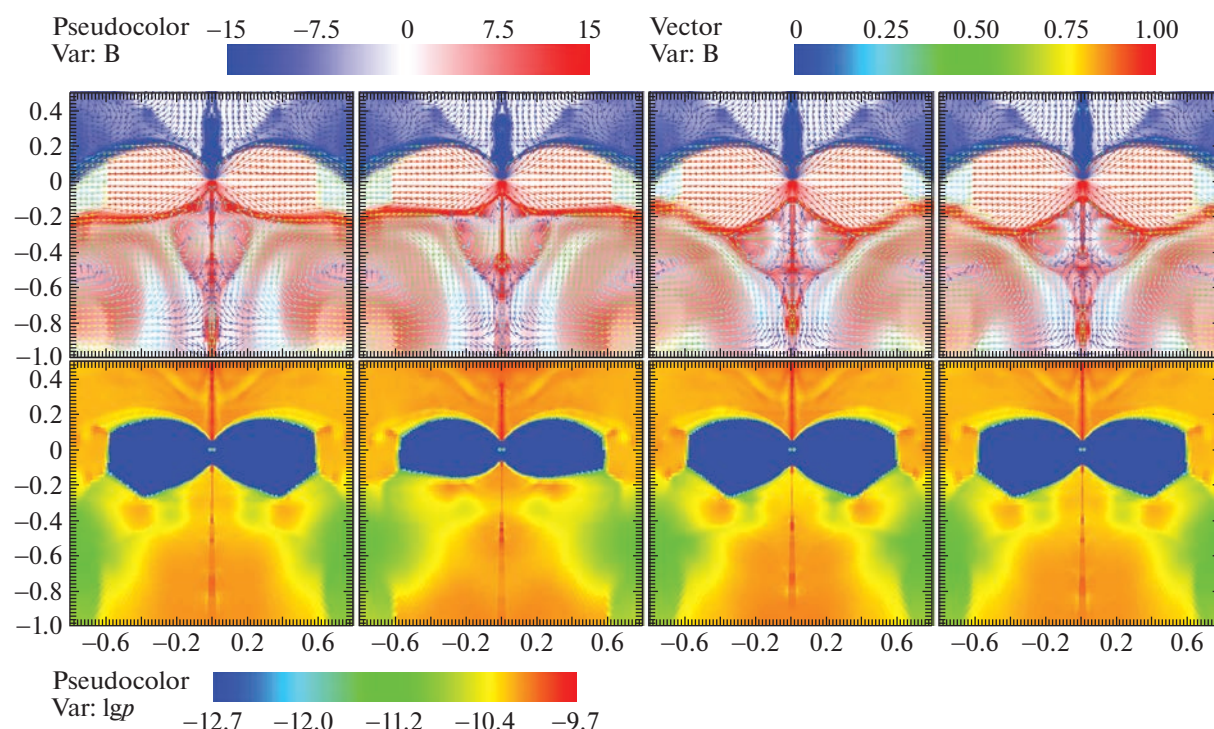


Рис. 2. Динамика плазменных истечений в подветренной полусфере модельной двухторовой ПТ. Колонки с первой по четвертую отвечают различным моментам времени и покрывают один цикл квазипериодических осцилляций этой полусферы. Приведены карты азимутального магнитного поля B в мГс (вверху, левая верхняя цветовая шкала) и десятичного логарифма давления $\lg p$ (внизу, в дин·см⁻²; нижняя цветовая шкала) истечений в окрестности подветренного джета. На магнитную карту стрелками наложено поле скоростей плазмы в единицах c (правая верхняя цветовая шкала). Цветовые шкалы поля и давления подобраны так, чтобы подчеркнуть структуру течений, поэтому их пределы не отражают максимальных и минимальных значений B и p .

волны в районе оси укручается (см. рис. 2, первый столбец). Чтобы восстановить равновесное положение, волне необходимо сравнить повышенное давление в области своей воронки. Для этого УВ запускает наружу волну уплощения своего арочного свода. При уплощенном своде циркуляционное течение может глубже заныривать в воронку и эффективнее вычерпывать из нее избыточную плазму с высоким давлением, увлекая эту плазму с собой. Когда волна уплощения добежит до края компактной ПТ, она слегка раздвигает внешний поток. Туманность чуть расширяется, предоставляя своей циркуляции немного больший пространственный объем (второй столбец). Тогда циркуляция отходит от оси, открывает полярный канал, и он отводит наружу компактной ПТ оставшийся в воронке избыток магнитной плазмы (третий столбец). Давление в воронке падает, УВ восстанавливает равновесный профиль, и внешний поток возвращает границу компактной ПТ на прежнее положение, при котором циркуляция вновь запирает джет (четвертый столбец). Цикл начинается заново.

Вместе с фронтом УВ квазипериодическим вариациям подвержены все структуры компактной ПТ, а значит, и ее рентгеновская морфология. Квазипериод осцилляций двойного тора определяется временем оборота подветренного циркуляционного вихря и может составлять от нескольких месяцев до нескольких лет, в зависимости от параметров модели⁴. На основной квазипериод накладывается более короткая квазипериодичность, обусловленная динамикой контр-вихря рециркуляции. Хорошей иллюстрацией квазипериодических изменений структуры подветренной полусферы служат почти гармонические высокоамплитудные осцилляции подветренного каспа УВ (Левенфиш и др., 2021). Наветренный касп таких осцилляций не выказывает, ибо наветренная циркуляция кружит далеко от оси, и наветренный полярный канал всегда открыт, так что плазма в наветренной воронке не копится (ср. стабильность наветренного свода с изменчивостью подветренного на рис. 2). По-

⁴ В первую очередь от плотности среды и мощности ветра, определяющих размер туманности.

этому наветренный касп обтекаемой двухторовой ПТ испытывает лишь слабые случайные смещения вдоль оси ПТ, вероятно, в ответ на случайные же вариации окружного напряжения сильного тороидального магнитного поля в основании джета. Такие же случайные смещения испытывают и оба каспа обтекаемой одноторовой ПТ.

5. РЕВЕРБЕРАЦИЯ ТОРОВ

Широкое пересжатое экваториальное истечение — неотъемлемая часть двухторовой структуры. Во-первых, оно отвечает за область пониженной рентгеновской яркости между торами (рис. 3). Во-вторых, оно разделяет разнополярные магнитные потоки от края до края ПТ. Без этого разделения потоки перемешались бы и не породили бы два крупных самостоятельных магнитных вихря, лежащих в основе рентгеновских торов из разных полусфер ПТ. В-третьих, экваториальное истечение не только разделяет торы, но и связывает их; оно обеспечивает их согласованный отклик на внешнее возмущение и позволяет компактной двухторовой ПТ реагировать на возмущение как единое целое. Через посредство экваториального истечения квазипериодические осцилляции подветренной полусферы в натекающем потоке передаются с некоторой задержкой истечениям наветренной (и наоборот). В результате торы реверберируют когерентно, и двухторовая ПТ откликается на поток как упругое тело.

Именно этот эффект, по всей видимости, и наблюдается в Веле. На рис. 3 представлены два рентгеновских изображения Велы, разделенных интервалом в 7 мес. На них видно, что арки Велы испытывают пространственное смещение, причем когерентное. В крыльях арок (с полным размахом в $\sim 42''$) амплитуда этого смещения достигает $2''$ – $4''$ (Каргальцев и др., 2002).

6. НАКЛОННЫЙ ПОТОК И ПОВИЛИВАНИЕ ЯРКОГО СРЕДНЕГО СЕГМЕНТА ПОДВЕТРЕННОГО ДЖЕТА

Модельная ПТ Пономарёва и др. (2023), на которой основана настоящая работа, осесимметрична. В такой геометрии невозможно учесть, что в реальных ПТ есть, как правило, четыре несопадающих направления — собственных движений пульсара и среды, и двух осей — вращения у пульсара и полярной у ПТ. В Веле (в проекции на небесную/картинную плоскость) внешний поток натекает с севера; его скорость составляет угол в $\sim 130^\circ$ с северо-западным концом оси ПТ и угол в $\sim 120^\circ$ с собственной скоростью пульсара Велы (Додсон и др., 2003). В своей системе покоя пульсар видит этот поток как идущий с северо-востока

под тупым углом к СЗ концу оси вращения. Это косое падение внешнего потока имеет интересные наблюдательные последствия для динамики течения подветренной полусферы Велы.

При косом падении потока подветренные половинки торов реагируют на возмущения потока с некоторой задержкой относительно наветренных. Как следствие, линии тока подветренной циркуляции сходятся к оси ПТ асинхронно и асимметрично, а точка их схождения оказывается немного не на оси. Напомним, именно эта точка схождения определяет положение головной части яркого среднего участка подветренного джета. Из-за реверберации торов положение этой точки неизбежно будет осциллировать. Начало же среднего участка можно считать почти фиксированным: оно определяется точкой схождения линий тока рециркуляции. Она расположена в самых внутренних областях ПТ, реагирующих на внешние возмущения намного слабее наружных. В результате яркий средний участок джета, начало которого зафиксировано, а конец — квазипериодически смещается, должен повиливать, как купированный (укороченный) собачий хвостик. Интересно, что яркий участок подветренного джета Велы ведет себя именно таким образом (рис. 4).

7. ПРЕЦЕССИЯ ДВОЙНОГО ТОРА?

Свойства модельных двухторовых ПТ — высокая упорядоченность магнитного поля на масштабах всей ПТ, пересжатость экваториального пояса от края до края ПТ, регулярность и крупномасштабность циркуляционных истечений на средних широтах — предполагают, что двухторовые рентгеновские ПТ могут быть менее сжимаемыми и более связными объектами, чем одноторовые (при одинаковой мощности ветра и свойствах внешней среды). Весьма вероятно, что двухторовая структура может не только реверберировать, но и прецессировать в косом внешнем потоке. Чтобы подтвердить или опровергнуть это предположение, нужны трехмерные расчеты.

Между тем в поведении Велы уже просматриваются признаки, указывающие на возможную прецессию. Смещения рентгеновских деталей туманности на картах одиннадцати отдельных наблюдений Chandra 2000–2010 гг. создают впечатление, что ее двухторовая структура не просто колеблется взад-вперед вдоль своей оси, но и слегка меняет угол наклона этой оси к лучу зрения наблюдателя. Независимые группы исследователей: Гельфанд и др. (2001) и Энг и Романи (2004), анализируя двойной тор Велы, по-разному оценили наклон его оси к лучу зрения наблюдателя: 126.8° и 116.4° соответственно. Возможно, это различие связано

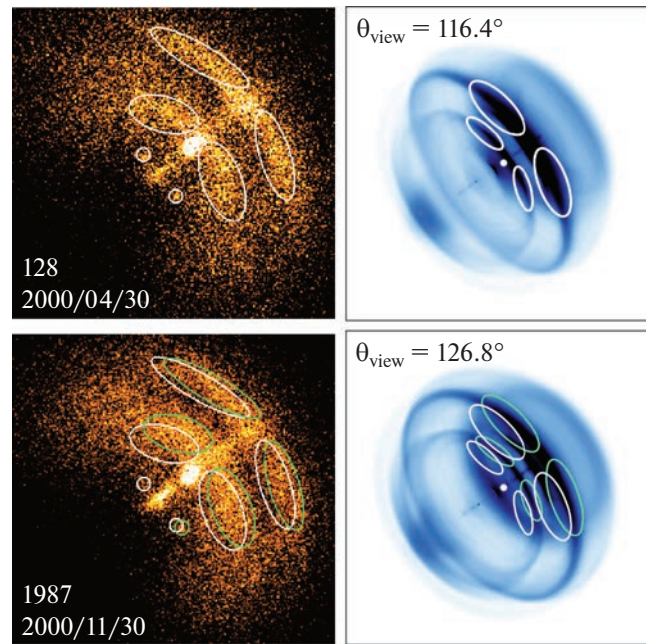


Рис. 3. Динамика (реверберация + прецессия) двойного тора Велы в трансзвуковом внешнем потоке. *Слева:* рисунок, аналогичный рис. 1 из работы Павлова и др. (2001). Представлены два рентгеновских изображения Велы, полученные с интервалом в 7 мес (наблюдения телескопа Chandra; даты и идентификаторы наблюдений — на рисунке). Белые эллипсы очерчивают положение крыльев арок, белые кружки — рентгеновских узелков Велы на 30.04.2000; зеленые контуры — положение их же на 30.11.2000. Амплитуда смещений арок за 7 мес — $\approx 2''$, за исключением левого (восточного) крыла нижней (юго-восточной) арки, у которого она достигает $4''$. *Справа:* карты синтетического синхротронного излучения рМГД-модели Велы, иллюстрирующие изменение рентгеновской морфологии модельной ПТ при изменении ее проекции на плоскость неба наблюдателя. В данном примере позиционный угол между проекцией оси ПТ и направлением на север был зафиксирован, а угол θ_{view} между этой осью и лучом зрения наблюдателя варьировался. На верхней панели $\theta_{\text{view}} = 116.4^\circ$ (по оценке Энга, Романи, 2004), а на нижней — $\theta_{\text{view}} = 126.8^\circ$ (по оценке Гельфанда и др., 2001). Белые и зеленые эллипсы, аналогично таковым на левой панели, иллюстрируют смещение крыльев арок. На всех панелях север находится в верхней части рисунка.

не с погрешностями оценок, а с реальным покачиванием оси симметрии двойного тора вокруг равновесного положения, задаваемого осью вращения пульсара. Предположив, что ось вращения составляет угол в 120° с лучом зрения, а выше-означенные оценки близки к крайним положениям оси симметрии при прецессии, мы построили ряд синхротронных изображений модельной туманности Велы, варьируя угол зрения и позиционный угол с амплитудой в 5° — и получили вариации положения торов, похожие на наблюдаемые (см. иллюстрацию на рис. 3).

Дюран и др. (2013), анализируя динамику наветренного джета Велы, пришли к выводу, что джет описывает спираль с углом раствора около 10° , и что это может быть следствием прецессии. Наши результаты согласуются с этим выводом, с той лишь разницей, что джет прецессирует вместе с компактной ПТ (частью которой он является), а не из-за прецессии нейтронной звезды. Отсутствие схожей динамики у подветренного джета Велы также легко объяснимо в нашей модели. Согласно

ей, внешний участок подветренного джета двух-торовых ПТ находится уже *вне* тела компактной туманности; он состоит из череды несвязанных клочков замагниченной плазмы (образовавшихся при редких прорывах джета через подветренную циркуляцию), которые пассивно сносятся внешним потоком, постепенно сливаясь с ним (Пономарёв и др., 2021).

Для выяснения того, чем именно вызвано изменение положения рентгеновских структур (причем, не только торов) на каждом из одиннадцати изображений туманности Вела — реверберацией, прецессией или же их комбинацией — нужны трехмерные расчеты. До проведения таких расчетов авторы не считают себя вправе делать какие-либо заключения. Согласно нашему пониманию, смещения отдельных структур Велы от наблюдения к наблюдению, скорее всего, обусловлены комбинацией прецессии и реверберации. Какой из эффектов — прецессия или реверберация — дает наибольший вклад в различие положений торов на двух отдельных наблюдениях Велы, очевидно,

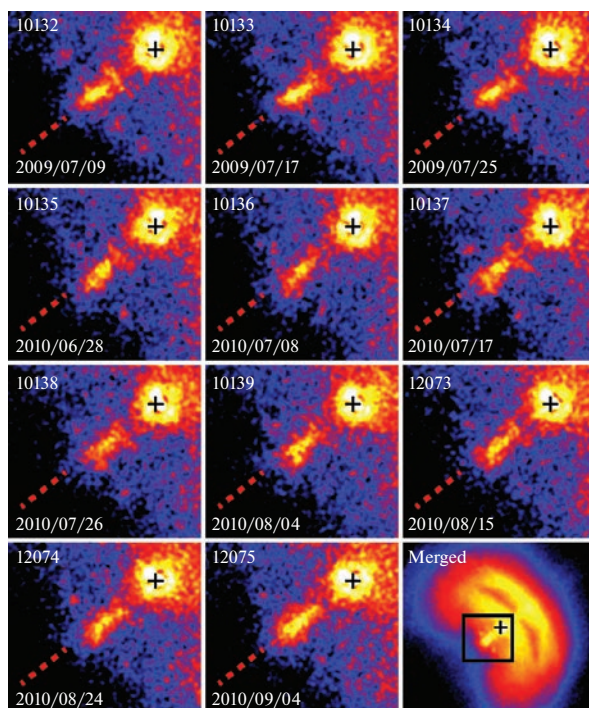


Рис. 4. Динамика среднего сегмента подветренного джета Велы. (Наблюдения телескопа Chandra; даты и номера наблюдений в архиве телескопа — на изображениях). Цветовая шкала подобрана так, чтобы подчеркнуть динамику деталей подветренного джета, изображение в правом нижнем углу — слито по данным этих наблюдений (показан общий вид ПТ Вела, черный квадрат — положение области, показанной на остальных панелях). Черный крест — положение пульсара Вела, красная штриховая линия приведена как ориентир.

зависит от разницы во времени между этими наблюдениями. Если разница составляет несколько дней или одну-две недели, смещения, скорее всего, обусловлены реверберацией. Если же разница составляет полгода, и при этом двухторовая структура выказывает явственное изменение проекции своей оси на небесную плоскость (как на двух наблюдениях на рис. 3), то основной вклад в смещение вносит, скорее всего, прецессия.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как сама пульсарная туманность, так и окружающий ее остаток сверхновой проходят несколько этапов эволюции. На одном из них сходящаяся внутрь остатка обратная ударная волна сверхновой сталкивается с пульсарной туманностью, вынуждая последнюю реверберировать как целое. Подобное столкновение моделировалось в целом ряде работ (см., например, Блондин и др., 2001; Торрес и др., 2019; Бандиера и др., 2023, и приведенные там ссылки). Поскольку этот этап эволюции ПТ может длиться от нескольких сотен до нескольких тысяч лет (напр., ван дер Свалув и др. 2004), ранее неявно предполагалось, что наблюдения ревербераций

ПТ как таковых в режиме реального времени маловероятны⁵. Однако наше исследование показало, что это не так.

На основе численного рМГД моделирования структуры и динамики истечений пульсарных туманностей мы выяснили следующее. (1) ПТ могут реверберировать как целое не только под действием сходящейся ударной волны, но и при обычном движении относительно внешней среды. (2) При движении реверберируют только ПТ с джетовой рентгеновской морфологией, причем только те из них, у которых имеется *двойной* рентгеновский тор. Мы также отметили, что (3) двухторовые рентгеновские туманности могут не только реверберировать, но и прецессировать при движении относительно внешней среды, и что это обстоятельство нужно учитывать при интерпретации наблюдений двухторовых объектов.

Мы обратили внимание читателей, что на сегодняшний день уже известна одна двухторовая

⁵ Мы оставляем в стороне обсуждение изменений в эффективности излучения и спектрах ПТ в фазе реверберации, которые, в принципе, могут быть наблюдаемы (см., например, Торрес и др., 2019).

ПТ — Вела, в которой эффекты прецессии и реверберации, по всей видимости, уже наблюдаются в режиме реального времени. Мы проиллюстрировали эффект прецессии на примере модельной туманности и показали, что наша модель способна качественно объяснить изменение проекции оси симметрии двойного тора Велы, наблюдаемое рентгеновским телескопом *Chandra* на временах порядка 7 мес (рис. 3). Мы также пояснили, какие морфологические и динамические особенности Велы, по всей видимости, связаны с ее реверберацией и прецессией. Среди этих особенностей — квазипериодические когерентные смещения крыльев двух ярких рентгеновских арок (выявленные в работах Павлова и др., 2001, и Каргальцева и др., 2002), квазипериодическое “повиливание” яркого среднего сегмента юго-восточного джета (рис. 4), а также квазипериодические прорывы этого джета за пределы компактной джет-торовой структуры (проиллюстрированные в работе Пономарёва и др., 2021). Обсуждаемая в работе Дюрана и др. (2013) спиральная структура северо-западного джета Велы также, по-видимому, является следствием прецессии ее двойного тора. Для анализа этой прецессии нужны трехмерные рМГД модели туманностей, которые учитывают тот факт, что внешний поток может натекать на туманность под углом к оси симметрии двойного тора (равновесное положение этой оси задается направлением оси вращения пульсара).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Численные модели двухторовых ПТ построены на базе рМГД модуля кода *PLUTO* (Миньоне и др., 2007). Размерность моделей — 2.5D (осесимметричные модели, с независимым моделированием “северной” и “южной” полусфер туманности); сетка — сферическая (r, θ) с логарифмически растущим шагом по r и равномерным по θ . Область моделирования: $r = (0.0002 - R)$ св. лет. Базовая сетка содержит N узлов по r и 32 по θ . Адаптивное измельчение сетки (AMR) уровня L включалось в момент t_1 (в годах). Наклонение пульсара: $\alpha = 80^\circ$. Начальная замагниченность ветра: $\sigma_0 = 0.03$ — в модели M1 (рис. 1, вверху), и $\sigma_0 = 0.1$ — в моделях M2 (рис. 1, внизу) и M3 (рис. 2). Параметры моделей:

$$M1: \quad R = 1.40, \quad N = 88, \quad t_1 = 8, \quad L = 4;$$

$$M2: \quad R = 3.13, \quad N = 96, \quad t_1 = 0, \quad L = 3;$$

$$M3: \quad R = 3.13, \quad N = 96, \quad t_1 = 6, \quad L = 2.$$

Плотность внешней среды $\rho_a = 10^{-28} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Мощность ветра нормирована на темп потерь вращательной энергии пульсара Вела: $\dot{E} = 6.9 \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$. Модель ветра и способ расчета карт

синхротронного излучения подробно изложены в статье Пономарёва и др. (2023) и аналогичны таковым в моделях других авторов (см., например, Порт и др., 2014; Бюлер, Джиоми, 2016).

Авторы благодарят анонимного рецензента за внимательное прочтение работы и ряд полезных замечаний, а также разработчиков кода *PLUTO* (Миньоне и др., 2007). Численное рМГД моделирование ПТ выполнено А.Е. Петровым при поддержке гранта РНФ № 21-72-20020. Анализ наблюдательных данных ПТ Вела выполнен К.П. Левенфиш и Г.А. Пономарёвым в рамках базового проекта № 0040-2019-0025 ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Численное моделирование частично выполнено на подсистеме “Торнадо” суперкомпьютерного центра СПбПУ Петра Великого, частично — с использованием ресурсов МСЦ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бандиера и др. (R. Bandiera, N. Bucciantini, B. Olmi, and D.F. Torres), *MNRAS* **525**, 2839 (2023).
2. Блондин и др. (J.M. Blondin, R.A. Chevalier, and D.M. Frierson), *Astrophys. J.* **563**, 806 (2001).
3. Бюлер, Джиоми (R. Bühler and M. Gioni), *MNRAS* **462**, 2762 (2016).
4. Вайскопф и др. (M.C. Weisskopf, J.J. Hester, A.F. Tennant, R.F. Elsner, N.S. Schulz, H.L. Marshall, M. Karovska, J.S. Nichols, et al.), *Astrophys. J.* **536**, L81 (2000).
5. ван дер Сваљу и др. (E. van der Swaluw, T.P. Downes, and R. Keegan), *Astron. Astrophys.* **420**, 937 (2004).
6. Гельфанд и др. (D.J. Helfand, E.V. Gotthelf, and J.P. Halpern), *Astrophys. J.* **556**, 380 (2001).
7. Дель Занна и др. (L. Del Zanna, E. Amato, and N. Bucciantini), *Astron. Astrophys.* **421**, 1063 (2004).
8. Додсон и др. (R. Dodson, D. Legge, J.E. Reynolds, and P.M. McCulloch), *Astrophys. J.* **596**, 1137 (2003).
9. Дюран и др. (M. Durant, G.G. Pavlov, O. Kargaltsev, J. Kropotina, and K. Levenfish), *Astrophys. J.* **763**, 72 (2013).
10. Камю и др. (N.F. Camus, S.S. Komissarov, N. Bucciantini, and P. Hughes), *MNRAS* **400**, 1241 (2009).
11. Каргальцев и др. (O. Kargaltsev, G.G. Pavlov, D. Sanwal, and G.P. Garmire), *ASP Conf. Ser.* **271** (Ed. P.O. Slane, B.M. Gaensler, San Francisco: ASP, 2002), p. 181.
12. Комиссаров, Любарский (S.S. Komissarov and Y.E. Lyubarsky), *MNRAS* **349**, 779 (2004).
13. Левенфиш и др. (K.P. Levenfish, G.A. Ponomarev, A.E. Petrov, et al.), *J. Phys.: Conf. Ser.* **2103**, 012020 (2021).
14. Маттана и др. (F. Mattana, D. Götz, R. Terrier, L. Bouchet, G. Ponti, M. Falanga, M. Renaud, I. Caballero, et al.), *Astrophys. J.* **743**, L18 (2011).

15. Миньоне и др. (A. Mignone, G. Bodo, S. Massaglia, T. Matsakos, O. Tesileanu, C. Zanni, and A. Ferrari), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **170**, 228 (2007).
16. Павлов и др. (G.G. Pavlov, O. Kargaltsev, D. Sanwal, and G.P. Garmire), *Astrophys. J.* **554**, L189 (2001).
17. Пономарёв и др. (G.A. Ponomaryov, K.P. Levenfish, and A.E. Petrov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1400**, 022027 (2019).
18. Пономарёв и др. (G.A. Ponomaryov, K.P. Levenfish, A.E. Petrov, and Yu.A. Kropotina), *J. Phys.: Conf. Ser.* **1697**, 012022 (2020).
19. Пономарёв и др. (G.A. Ponomaryov, K.P. Levenfish, and A.E. Petrov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **2103**, 012021 (2021).
20. Пономарёв (Г.А., Фурсов А.Н., Фатеева С.С. и др.), *Письма в Астрон. журн.* **49**, 140 (2023) [G.A. Ponomarev, et al., *Astron. Lett.* **49**, 65 (2023)].
21. Порт и др. (O. Porth, S.S. Komissarov, and R. Keppens), *MNRAS* **438**, 278 (2014).
22. Танг, Шевалье (X. Tang and R.A. Chevalier), *Astrophys. J.* **752**, 83 (2012).
23. Торрес и др. (D.F. Torres, T. Lin, and F. Coti Zelati), *MNRAS* **486**, 1019 (2019).
24. Шевалье, Рейнольдс (R.A. Chevalier and S.P. Reynolds), *Astrophys. J.* **740**, L26 (2011).
25. Фатеева (С.С., Левенфиш К.П., Пономарёв Г.А. и др.), *Письма в Астрон. журн.* **49**, 130 (2023) [S.S. Fateeva, et al., *Astron. Lett.* **49**, 56 (2023)].
26. Энг, Романи (C.-Y. Ng and R.W. Romani), *Astrophys. J.* **601**, 479 (2004).

ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАЯРКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА VII Zw 403 ULX В РЕНТГЕНОВСКОМ И ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНАХ

© 2023 г. А. С. Винокуров^{1*}, К. Е. Атапин², А. Е. Костенков¹, Ю. Н. Соловьева¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.

После доработки 24.10.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Представлены результаты анализа рядов рентгеновских наблюдений, фотометрического и спектрального мониторинга ультраяркого рентгеновского источника VII Zw 403 ULX (UGC 6456 ULX). На основе ряда косвенных признаков выдвинуто предположение, что аккректором в данной двойной системе является нейтронная звезда. В рамках модели ветра сверхкритических дисков получены оценки темпа оттока массы $\approx 4.0 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ в активном состоянии объекта.

Ключевые слова: нейтронные звезды, рентгеновская и оптическая астрономия.

DOI: 10.31857/S0320010823120082, EDN: RWMGZK

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно, что как минимум часть ультраярких рентгеновских источников (Ultraluminous X-ray sources, ULX) — объектов, чья светимость может на порядки величины превышать светимости рентгеновских двойных нашей Галактики, — являются двойными системами с нейтронными звездами, аккрецирующими в сверхэддингтоновском режиме. Это стало очевидно после открытия когерентных пульсаций в рентгеновском диапазоне у ряда источников, на тот момент уже известных как ULX (см. обзоры Фабрика и др., 2021; Кинг и др., 2023). Тем не менее у большинства ULX пульсаций не наблюдается как в силу их транзиентной природы, так и из-за недостаточной чувствительности приемного оборудования и малого времени накоплений, поэтому пока что сделать вывод о типе аккректора в большинстве систем невозможно. В связи с этим большую важность приобретает сравнительный анализ сходств и различий между подтвержденными пульсарами и прочими ULX, целью которого является выявление типа аккректора по косвенным признакам, таким как форма рентгеновского спектра и характер переменности.

Исследования ULX в оптическом диапазоне могут предоставить много полезной информации о

звезде-доноре, геометрии систем и газовых потоков, которая, в свою очередь, также способна помочь сделать вывод о типе аккректора. Тем не менее, несмотря на предпринимаемые многими коллективами усилия, оптические свойства ULX остаются слабо исследованы из-за их низкого блеска: большинство из однозначно отождествленных в оптическом диапазоне источников имеют видимые звездные величины $m_V = 22-24$ (Тао и др., 2011; Гладстон и др., 2013), и лишь некоторые из них достигают $m_V = 20-21$ (Мотч и др., 2014; Виллар и др., 2016). Как следствие, определение параметров этих систем, требующее длинные ряды фотометрических и спектральных данных, возможно только на основе наблюдений на крупных телескопах.

В настоящей работе мы продолжаем исследование ультраяркого рентгеновского источника VII Zw 403 ULX, являющегося одним из самых доступных для наземных оптических наблюдений из-за относительно высокого блеска и изолированности. Этот рентгеновский источник, находящийся в голубой компактной карликовой галактике VII Zw 403 (UGC 6456) на расстоянии 4.54 Мпк (Талли и др., 2013), был обнаружен Отт и др. (2005) и затем исследовался Брорби и др. (2015). В последней работе сообщалось об увеличении светимости источника более чем в 100 раз, до 1.7×10^{40} эрг/с (0.3–8.0 кэВ), что перевело данный объект в разряд ULX. Оптическое отождествление источника было выполнено в работе Винокурова и

*Электронный адрес: vinokurov@sao.ru

др., 2020, его звездная величина в спокойном состоянии составляет $m_V \approx 21.6$. Ниже мы сообщаем о предварительных результатах спектрального и фотометрического мониторинга, проводимого на 6-м телескопе САО РАН, результатах моделирования оптического спектра объекта в ярком состоянии в рамках модели ветра сверхкритического диска, а также проводим ревизию накопленных рентгеновских наблюдений.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

2.1. Рентгеновские наблюдения

VII Zw 403 ULX наблюдался по одному разу обсерваториями XMM-Newton (7 октября 2004 г., заставшей источник в минимуме, $L_X \simeq 1.0 \times 10^{38}$ эрг/с), Suzaku (1 декабря 2013 г., максимум, $\simeq 1.7 \times 10^{40}$ эрг/с) и Chandra (7 января 2000 г., $\simeq 3.4 \times 10^{38}$ эрг/с), а также в интервале с 2011 по 2014 г. 8 раз обсерваторией Swift. Эти наблюдения были проанализированы и опубликованы Брорби и др. (2015). После 2014 г. было проведено еще 30 наблюдений Swift, примерно четверть из них выполнена по нашим заявкам. Около половины имеющихся данных приходится на 2020 г., последнее наблюдение было проведено 4 января 2023 г. Общее время экспозиции составило 60 кс. Мы переобработали данные Брорби и др. (2015), а также проанализировали новые наблюдения Swift.

При редукции данных мы следовали стандартным рекомендациям для каждого из используемых инструментов. Для Suzaku (прибор XIS) и Swift (XRT) использовались преобработанные файлы событий (level-2 event-файлы), фотоны объекта экстрагировались из круговой апертуры радиусом $156''$ (150 pix) в случае Suzaku и $30''$ в случае Swift. Фон измерялся в кольце, внутренний радиус которого примерно в 2 раза больше радиуса апертуры объекта. Для экстракции и группировки событий применялась программа `xselect` пакета HEASoft v6.28. Для анализа данных XMM-Newton использовался пакет SAS v18.0.0. Фотоны объекта экстрагировались из круговой апертуры радиусом $18''$. Анализ наблюдений Chandra проводился в CIAO v4.13, спектральный анализ выполнялся в XSPEC v.12.11.1. Спектры с двух идентичных приборов Suzaku/XIS0 и XIS3 были объединены в один файл командой `addascaspec`, подгонка осуществлялась совместно со спектром XIS1 (параметры за исключением нормировок были сцеплены). Для Swift мы проанализировали два спектра, разделив все имеющиеся наблюдения на две группы в зависимости от скорости счета. Спектры Suzaku были сгруппированы по 250 фотонов/бин, и для их аппроксимации применялась статистика

χ^2 . Спектры с остальных инструментов анализировались в несбиннированном виде с использованием статистики Кэша (cstat).

2.2. Спектральный и фотометрический мониторинг в оптическом диапазоне

В настоящей работе мы анализируем спектральные данные, полученные в течение 23 ночей с февраля 2015 г. по декабрь 2022 г. на 6-м телескопе САО РАН (БТА) с использованием редукторов светосилы SCORPIO и SCORPIO-2 (Афанасьев, Моисеев, 2005, 2011) в режиме длинной щели, а также прямые изображения, полученные в течение 78 ночей в тот же период. Часть фотометрических изображений была получена непосредственно перед или после спектральных наблюдений в одном или нескольких фильтрах системы Джонсона–Казинца. Размер изображений звезд варьировался в диапазоне $\approx 1.1''$ – $2.3''$ (≈ 3 – 6 пикселей). Спектроскопия на SCORPIO проводилась с гризми VPHG550G (спектральный диапазон $\Delta\lambda \approx 3500$ – 7200 Å, разрешение $\delta\lambda \approx 12$ Å), VPHG1200B ($\Delta\lambda \approx 3600$ – 5400 Å, $\delta\lambda \approx 5$ Å), VPHG1200G ($\Delta\lambda \approx 4000$ – 5700 Å, $\delta\lambda \approx 5$ Å) и VPHG1200R ($\Delta\lambda \approx 5700$ – 7500 Å, $\delta\lambda \approx 5$ Å), на SCORPIO-2 использовалась только гризма VPHG1200@540, обеспечивающая перекрытие диапазона длин волн $\Delta\lambda \approx 3650$ – 7250 Å и хорошее спектральное разрешение ($\delta\lambda \approx 4.5$ Å). Ширина щели двух спектрографов отличалась незначительно, составляя $1.2''$ и $1.0''$ для SCORPIO и SCORPIO-2 соответственно.

Первичная обработка прямых изображений и сложение отдельных экспозиций выполнялись с использованием процедур MIDAS. Звездные величины измерялись методами апертурной фотометрии с помощью пакета APPHOT среды IRAF. Для минимизации вклада соседних звезд фотометрия проводилась в апертурах радиусом 2.5–4 пикселей, который варьировался в соответствии с размером изображений звезд и масштабом пикселя. Фон неба определялся в кольцевых апертурах, центрированных на объект. Для абсолютной калибровки полученных измерений использовались от четырех звезд сравнения, звездные величины которых были измерены по данным космического телескопа имени Хаббла и переведены в систему Джонсона–Казинца с помощью пакета программ PySynphot.

Обработка спектральных данных до этапа экстракции спектров выполнена с использованием контекста LONG среды MIDAS. Вычитание фона неба и получение одномерных спектров выполнялись в специализированной программе SPEXTRA (Саркисян и др., 2017).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Переменность в рентгеновском диапазоне

Новые данные Swift подтверждают высокую переменность объекта, выявленную по малочисленным данным, представленным в работе Брорби и др. (2015). Так, максимальная светимость в наблюдениях Swift была достигнута 13 марта 2020 г. и составила 8.2×10^{39} эрг/с (т.е. примерно в 2 раза ниже абсолютного максимума), но уже в следующем наблюдении, проведенном пятью днями позже и имеющем аналогичное время экспозиции, источник не детектируется: в $30''$ апертуру попал только один фотон против 87 фотонов в наблюдении от 13 марта. Всего наблюдений, где источник не детектируется, оказалось 13 из 38 имеющихся¹. Полная амплитуда переменности по данным Swift составила более 40 раз².

Переменность, при которой наблюдаемая светимость меняется в десятки и сотни раз, характерна для многих ULX, в частности для тех, что являются подтвержденными пульсарами. Так, первые же открытые ультраяркие рентгеновские пульсары — M82 X-2, NGC 7793 P13 и NGC 5907 X-1 — оказались источниками, демонстрирующими резкие провалы светимости с $\sim 10^{40}$ эрг/с до $\simeq 2 \times 10^{38}$ эрг/с и ниже (Мотч и др., 2014; Уолтон и др., 2015; Брайтман и др., 2016). Было высказано предположение, что в случае пульсаров такое поведение может быть следствием эффекта пропеллера (Цыганков и др., 2016), заключающегося в том, что при определенных условиях даже небольшое уменьшение количества поступающего в диск вещества может приводить к полной остановке аккреции. К иным вероятным причинам переменности с амплитудой в десятки и более раз можно отнести прецессию аккреционного диска (Мотч и др., 2014; Винокуров и др., 2018; Венг, Фэн, 2018), прецессию Лензе—Тирринга аккреционного потока (Миддлтон и др., 2018, 2019b), неустойчивости в дисках с очень большими радиусами (Хамери, Ласота, 2020).

Как и у других ULX, изменения наблюдаемой светимости VII Zw 403 ULX сопровождаются изменением формы его спектра (рис. 1). В низком состоянии спектр объекта имеет двугорбую форму с перегибом на энергиях между 1 и 2 кэВ, которая

по мере роста светимости становится менее выраженной. Для аппроксимации рентгеновских спектров мы воспользовались двухкомпонентной моделью, включающей спектры многоцветного диска и степенного закона с экспоненциальным завалом $F(E) \propto E^{-\Gamma} \exp(-E/E_c)$. Эта модель применяется многими авторами (см., например, Мотч и др., 2014; Миддлтон и др., 2019a; Колиопанос и др., 2019) и позволяет хорошо воспроизводить большинство типов наблюдаемых спектров ULX в области до 10 кэВ, в том числе часто встречающиеся спектры с перегибом. Точная физическая природа двугорбых спектров ULX неясна, однако предполагается, что в случае систем с замагниченными нейтронными звездами мягкий горб должен соответствовать спектру аккреционного диска, ограниченного с внутренней стороны радиусом магнитосферы нейтронной звезды³, а жесткий — излучению из областей внутри магнитосферы. У стандартных рентгеновских пульсаров наиболее мощным источником излучения внутри магнитосферы является аккреционная колонка, возникающая в непосредственной близости от полюсов нейтронной звезды (Беккер, Вольф, 2007). У ультраярких пульсаров, по-видимому, аккрецирующих на более высоких темпах, источником жесткого спектрального компонента также может быть аккреционная колонка, но более протяженная и излучающая в сверхэддингтоновском режиме (Муштуков и др., 2015, 2018; Уэст и др., 2017), либо это может быть излучением потока вещества, уже захваченного магнитным полем, но еще не добравшегося до полюсов. При характерных для ULX темпах аккреции этот поток должен быть оптически толстым, формирующим так называемую “аккреционную завесу” (Муштуков и др., 2017), вероятно, закрывающую от наблюдателя аккреционную колонку и поверхность нейтронной звезды в части или в большинстве систем (см. обсуждение этого вопроса применительно к объекту NGC 300 ULX1 в работе Колиопанос и др., 2019). Так или иначе, оба варианта предполагают комптонизацию излучения веществом колонки/завесы, что делает применение степенных спектральных моделей правомерным.

³ В зависимости от соотношения между величиной магнитного поля и темпом аккреции, а именно, при соблюдении условия $R_{sp} > R_m$ (Гребенев, 2017; Уолтон и др., 2018b), где R_{sp} — радиус сферизации, определяемый полным темпом поступления вещества в диск $\dot{M}_0$, а R_m — радиус магнитосферы, зависящий как от магнитного момента μ , так и от темпа $\dot{M}(R_m)$, в диске может существовать сверхкритическая зона. Ключевой особенностью данной зоны является наличие мощных истечений материи (Потунанен и др., 2007; Чашкина и др., 2019), которые, вероятно, ответственны за формирование эмиссионных линий в оптических спектрах у ряда объектов (Фабрика и др., 2015).

¹ Мы считали, что источник не детектируется, если за время экспозиции в апертуру объекта попадало менее четырех фотонов.

² Из-за относительно небольшой эффективной собирающей площади Swift/XRT для большинства наблюдений, соответствующих низкому состоянию объекта, удалось измерить только верхний предел светимости.

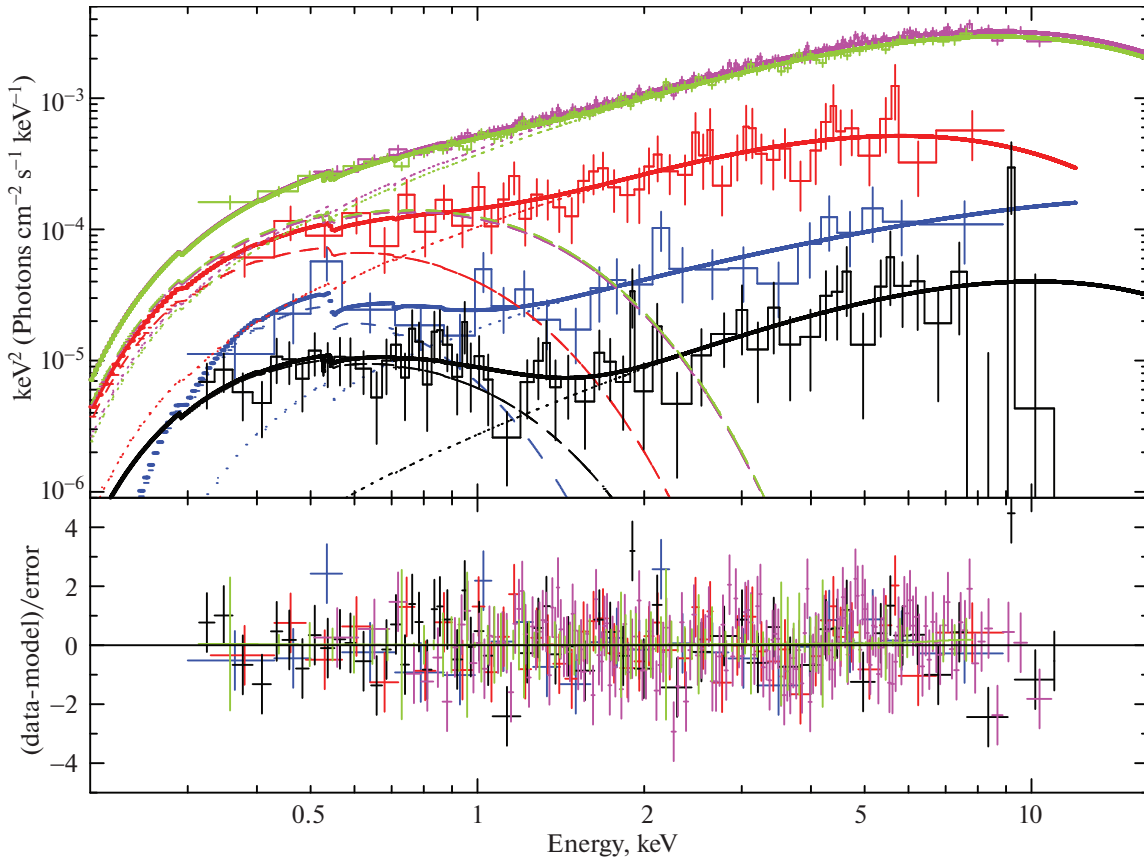


Рис. 1. Рентгеновские спектры VII Zw 403 ULX по данным Suzaku (приборы XIS0+XIS3 — малиновый, XIS1 — зеленый), Swift/XRT (красный и синий, данные Swift были разделены на две группы в зависимости от наблюдаемого потока) и XMM-Newton/pn (черный). Аппроксимация спектров двухкомпонентной моделью `tbabs*(diskbb+cutoffpl)` показана сплошной линией, отдельные модельные компоненты показаны штриховой (`diskbb`) и пунктирной (`cutoffpl`) линиями.

Для всех анализируемых спектров VII Zw 403 ULX было достигнуто хорошее качество подгонки: $\chi^2/\text{d.o.f} = 251.8/260$ для Suzaku, $C/\text{d.o.f} = 208.8/237$ для XMM-Newton, а также 181.2/239 и 104.1/118 соответственно для высокого и низкого состояния по данным Swift. По мере увеличения светимости степенной компонент растет быстрее, чем дисковый, в результате чего вклад диска уменьшается с около 25% в минимуме до $\simeq 5\%$ в максимуме светимости, и перегиб между горбами пропадает. Температура на внутренней границе диска T_{in} при этом также немного растет: ее минимум составил 0.14 ± 0.05 кэВ (Swift, синий спектр на рис. 1), максимум — 0.28 ± 0.03 кэВ (Suzaku). Параметры степенной компоненты не демонстрируют существенных изменений: в спектрах Suzaku $\Gamma = 0.43 \pm 0.08$, $E_c = 5 \pm 0.5$ кэВ, в остальных данных точность определения этих параметров ниже, $\Gamma \simeq 0.5 \pm 0.8$, $E_c > 2.5$ кэВ. Концентрация атомов водорода на луче зрения в

модели, учитывающей межзвездное поглощение, в большинстве случаев при аппроксимации достигла нижней границы $N_H = 3.15 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$, соответствующей поглощению в нашей Галактике (оценена с помощью программы `nh` пакета HEASoft), что, тем не менее, не противоречит оценке полного поглощения $A_V = 0.2 \pm 0.1$, полученной на основе наблюдаемого бальмеровского декремента в близлежащей туманности (Винокуров и др., 2020). При пересчете N_H в A_V использовалось соотношение $A_V = 4.5 \times 10^{-22} \times N_H$ из работы Горенштейна (1975).

Двугорбые спектры и спектральная эволюция, при которой по мере увеличения яркости объекта перегиб между горбами пропадает, наблюдается у многих ULX (Глэдстон и др., 2009; Пинторе и др., 2014), однако преобладание именно жесткого горба над мягким является характерной чертой ультраярких рентгеновских пульсаров (Пинторе и др., 2017). Наиболее близкую спектральную переменность к той, что показана на

рис. 1 для VII Zw 403 ULX, при изменениях светимости на два порядка величины демонстрирует известный ультраяркий рентгеновский пульсар NGC 7793 P13 (рис. 5 в работе Уолтон и др., 2018а), что может говорить об одинаковом типе аккректора и сходных условиях аккреции (температура аккреции, величина магнитного поля, ориентация системы в пространстве) в обоих источниках.

3.2. Фотометрический и спектральный мониторинг в оптическом диапазоне

Предварительные результаты фотометрии показывают, что оптическая переменность VII Zw 403 ULX имеет характер относительно коротких вспышек длительностью менее месяца. В спокойном состоянии объект стабильно показывает блеск на уровне $V = 21.5\text{--}21.6$, тогда как в максимуме может достигать $V \approx 20.2$. Данный диапазон с учетом межзвездного поглощения $A_V = 0.2 \pm 0.1$ (Винокуров и др., 2020) и принятого до VII Zw 403 расстояния соответствует абсолютным звездным величинам от $M_V \approx -6.8$ до $M_V \approx -8.2$.

В активном состоянии спектры VII Zw 403 ULX характеризуются голубым континуумом и наличием сильно переменных широких эмиссионных линий водорода $H\alpha$ и $H\beta$ и ионизованного гелия He II $\lambda 4686$. Реже наблюдаются эмиссии более высокого порядка Бальмеровской серии водорода и линии нейтрального гелия He I $\lambda 5876, 6678, 7065$. Данный набор эмиссионных линий достаточно типичен и наблюдается у большинства других ULX, исследованных спектрально (см. обзор Фабрики и др., 2021, а также работы Чех и др., 2011; Мотч и др., 2011; Фабрика и др., 2015, для деталей). Близко к минимуму блеска в спектрах видна эмиссия $H\alpha$, иногда относительно слабая линия He II $\lambda 4686$, наклон континуума становится меньше и неплохо описывается чернотельным излучением с цветовой температурой около 10–13 кК. Учитывая тот факт, что блеск объекта не опускается ниже $m_V \approx 21.6$ ($M_V \approx -6.8$), даже при падении рентгеновской светимости до $\lesssim 10^{38}$ эрг/с, можно предположить, что в минимуме блеска основной вклад в оптическое излучение вносит звезда-донор, температура и абсолютная величина в фильтре V , которой соответствуют А- или поздним В-сверхгигантам. Если классификация донора подтвердится в ходе глубоких спектральных наблюдений, VII Zw 403 ULX будет иметь еще больше общих черт с NGC 7793 P13, донором которого является звезда B9 Ia (Мотч и др., 2014). В таком случае, аналогично NGC 7793 P13, оптическая переменность VII Zw 403 ULX может объясняться

прогревом поверхности донора рентгеновским потоком и излучением истечений газа (ветра) с поверхности сверхкритического аккреционного диска, которые должны являться основным источником эмиссионных линий (Костенков и др., 2023).

Проведение фотометрических наблюдений совместно со спектроскопией дало возможность проследить изменение параметров наиболее ярких эмиссионных линий с блеском VII Zw 403 ULX. На рис. 2 показаны эквивалентные ширины (EW), ширины (FWHM) и лучевые скорости линий $H\alpha$ и He II $\lambda 4686$ в зависимости от наблюдаемой звездной величины объекта в фильтре V . Для каждого из параметров мы рассчитали формальный коэффициент корреляции Пирсона. Наибольшее его значение $R = 0.70 \pm 0.27$ ($p\text{-value} \approx 0.03$) мы получили для зависимости между оптическим потоком и FWHM линии ионизованного гелия. Для скорости и эквивалентной ширины He II значимая корреляция с потоком отсутствует: в первом случае $R = 0.35 \pm 0.33$ ($p\text{-value} \approx 0.3$), во втором — $R \approx 0.47 \pm 0.26$ ($p\text{-value} \approx 0.09$). Однако, если вместо эквивалентной ширины рассматривать поток в линии, то значение коэффициента корреляции становится значительно выше, $R = 0.87 \pm 0.14$ с $p\text{-value} = 4 \times 10^{-5}$. Для параметров линии $H\alpha$ значимой корреляции с блеском не наблюдается (значения коэффициента корреляции по модулю лежат в пределах от 0.04 до 0.37).

Также нами был проведен анализ кривых лучевых скоростей эмиссионных линий $H\alpha$ и He II $\lambda 4686$. Периодичности изменений скорости по имеющимся данным не обнаружено. Амплитуда изменения лучевой скорости эмиссии ионизованного гелия оказалась примерно вдвое выше амплитуды вариаций скорости $H\alpha$, достигая значений ≈ 400 км/с. Средние значения скоростей линий также существенно отличаются и равны -200 ± 40 км/с и -95 ± 12 км/с соответственно. Подобная картина вполне согласуется с ожиданиями для ветров сверхкритических дисков. В линии гелия излучает разогретая рентгеном высокотемпературная плазма в канале ветра сверхкритического диска и в непосредственной близости от его фотосферы (Фабрика и др., 2021). Наблюдатель свободно видит приближающееся к нему вещество ветра, тогда как удаляющееся вещество оказывается перекрытым фотосферой ветра. Таким образом, профиль линии He II приобретает сильное голубое смещение. Напротив, $H\alpha$ излучается в более холодном газе на больших расстояниях от фотосферы, поэтому эффекты экранирования практически не сказываются на измеряемой лучевой скорости этой линии. Однако, если исключить четыре измерения положения линии He II с наибольшими ошибками, по совместительству имеющие наибольшие отрицательные

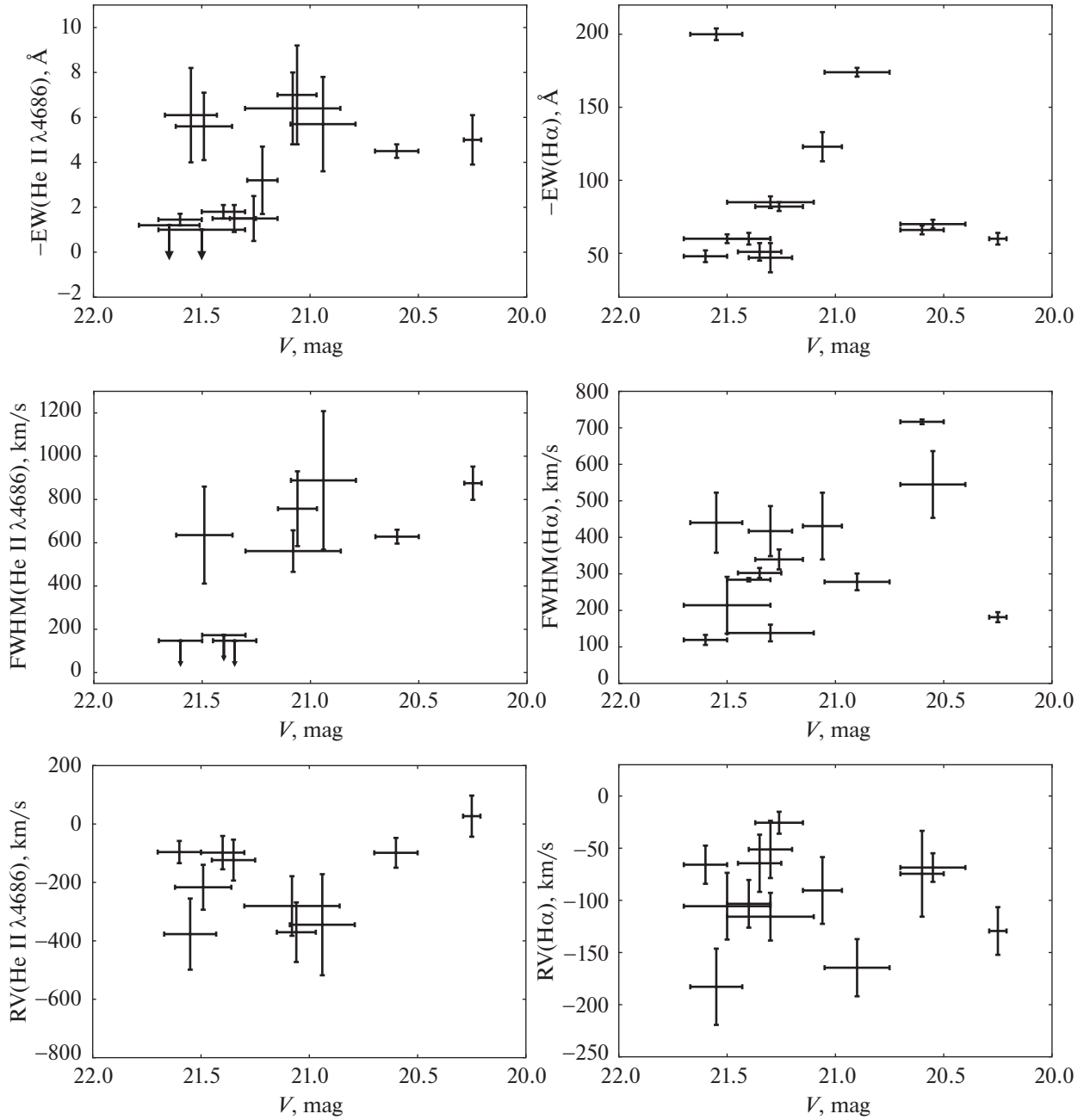


Рис. 2. Изменение эквивалентных ширин, полной ширины на полувысоте (FWHM) и лучевых скоростей эмиссионных линий водорода $\text{H}\alpha$ и гелия $\text{He II } \lambda 4686$ VII Zw 403 ULX в зависимости от звездной величины объекта в фильтре V .

скорости, то усредненное значение в пределах ошибок будет совпадать со средней скоростью $\text{H}\alpha$. Ответить на вопрос, имеются ли значимые отличия лучевых скоростей линий, помогут дальнейшие спектральные наблюдения.

Если изменение скорости эмиссии He II все же отражает орбитальное движение компактного объекта, то полуамплитуда лучевой скорости около 200 км/с говорит в пользу его относительно малой

массы, следовательно, компактный объект может оказаться нейтронной звездой. Такое предположение поддерживают высокая переменность в рентгеновском диапазоне, очень жесткий спектр объекта ($\Gamma \sim 1$) в максимуме светимости, считающиеся косвенными указаниями на ULX с нейтронными звездами, а также идентичная с ультраярким рентгеновским пульсаром NGC 7793 P13 эволюция рентгеновского спектра (см. предыдущий пункт).

3.3. Не-ЛТР модель эмиссионного спектра

Детальный анализ спектров ULX показал, что наблюдаемые характеристики их ветров могут оказаться близки к звездным (Фабрика и др., 2015). В работе Костенков и др. (2023) было проведено исследование применимости сферически-симметричных моделей протяженных звездных атмосфер, рассчитанных при помощи не-ЛТР кода CMFGEN (Хиллер, Миллер, 1998), к ветру сверхкритического диска NGC 7793 P13. Показано, что многие (хоть и не все) особенности наблюдаемого спектра могут быть объяснены в рамках подобной модели.

Для количественного анализа одного из спектров VII Zw 403 ULX, полученных 1 октября 2022 г. на спектрографе SCORPIO с гризмами VPHG1200B и VPHG1200R близко к максимуму блеска (видимая звездная величина источника составляла $m_V \approx 20.6$), нами также был применен код CMFGEN. Аналогично случаю NGC 7793 P13 (Костенков и др., 2023), использована комбинированная модель, учитывающая вклады звезды-донора и ветра сверхкритического диска, считающегося единственным местом формирования эмиссионных линий. В качестве модельного спектра донора использовано чернотельное распределение энергии с $T = 11\,500$ К, аппроксимирующее спектр VII Zw 403 ULX в слабом состоянии ($m_V \approx 21.6$), когда, как мы полагаем, в оптическом излучении объекта доминирует звезда-донор.

Большинство модельных параметров протяженной атмосферы сверхкритического диска, рассчитываемой в CMFGEN, было зафиксировано, поиск оптимальной модели осуществлялся преимущественно вариацией темпа потери массы и температуры.

Расстояние до галактики VII Zw 403 было принято равным 4.54 Мпк (Талли и др., 2013). Для учета эффекта покраснения ($A_V = 0.2^m$, Винокуров и др., 2020) модели были свернуты с кривыми поглощения, представленными в работе Фитцпатрик (1999). Модельные спектры были сглажены до разрешения наблюдательных данных ($5.3 \text{ \AA}$).

Отношение водорода к гелию было принято солнечным, содержание включенных в модель металлов было понижено в 10 раз с учетом представленной в работе Егорова и Лозинской (2011) величине $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 7.66 \pm 0.03$ при солнечном значении $12 + \log(\text{O}/\text{H}) = 8.69 \pm 0.04$ (Асплунд и др., 2021).

Динамика ветра была описана простым β -законом, определяющим скорость вещества в зависимости от расстояния от центра объекта как $v(R) = v_\infty(1 - R_*/R)^\beta$, где v_∞ — терминальная

скорость ветра, R_* — радиус гидростатической атмосферы, с которого начинается расчет истечения вещества (соответствует оптической глубине по электронному рассеянию $\tau \sim 100$). “Треугольная” форма профиля линии $\text{H}\alpha$ в наблюдаемом спектре указывает на протяженную зону ускорения ветра (Нахарро и др., 1997). В моделях было принято значение $\beta = 4.0$, а терминальная скорость $v_\infty = 1050$ км/с была выбрана в соответствии с шириной линии $\text{H}\alpha$.

Объемный фактор заполнения $f = 0.3$ и скорость $v_f = 200$ км/с, начиная с которой ветер становится неоднороден, выбраны такими же, как в модели ветра NGC 7793 P13 (Костенков и др., 2023). Турбулентная скорость оставалась в рамках стандартных значений для звездных ветров (Краутер и др., 2006; Маркова, Пулс, 2008).

Темп потери массы $\dot{M} \approx 4.0 \times 10^{-5} M_\odot/\text{год}$ оценивался по соответствию эквивалентной ширины линии $\text{H}\alpha$ в модельном спектре наблюдаемому значению. Температура ветра корректировалась в зависимости от соотношения линий ионизованного гелия He II $\lambda 4686$ к нейтральному (например, He I $\lambda 4471$, $\lambda 7065$), а так же соотношению синглета He I $\lambda 6678$ и триплета He I $\lambda 7065$ нейтрального гелия. Рост температуры и уменьшение плотности ветра приводят к увеличению соотношения эквивалентных ширин He I $\lambda 6678/\text{He I } \lambda 7065$ из-за разного механизма депопуляции базового уровня (Костенков и др., 2023). Оптимальный ионизационный баланс гелия в модели был найден при $T_{\tau=2/3} \approx 23$ кК.

Модельный и наблюдаемый спектры в нормированном виде и абсолютных величинах представлены на рис. 3. Модельный спектр хорошо соответствует наблюдаемому в линиях $\text{H}\alpha$, He II $\lambda 4686$ и He I $\lambda 7065$, в то же время некоторые сильные водородные линии в голубой части спектра (например, $\text{H}\gamma$, $\text{H}\beta$), а также линии N III бленды Боуэна оказались значительно переоценены.

Однако наиболее значимой проблемой данной модели является низкое значение скорости на границе фотосферы $v_{\tau=2/3} \approx 71$ км/с, что составляет менее 10% от терминальной скорости v_∞ . В то же время в рамках модели ветра сверхкритического ветра ожидается, что выше радиуса фотосферы 10^{11} см (Фабрика и др., 2021) изменения скорости ветра невелики, ввиду того что истечение происходит с радиуса сферизации $R_{\text{sp}} \sim 10^8 - 10^9$ см (Шакура, Сюняев, 1973), а значит большая часть зоны ускорения скрыта от наблюдателя оптически плотным веществом. Таким образом, скорость ветра над фотосферой должна составлять существенную долю от v_∞ . Увеличение скорости вещества вблизи фотосферы до $\sim 20\%$ от v_∞ путем уменьшения

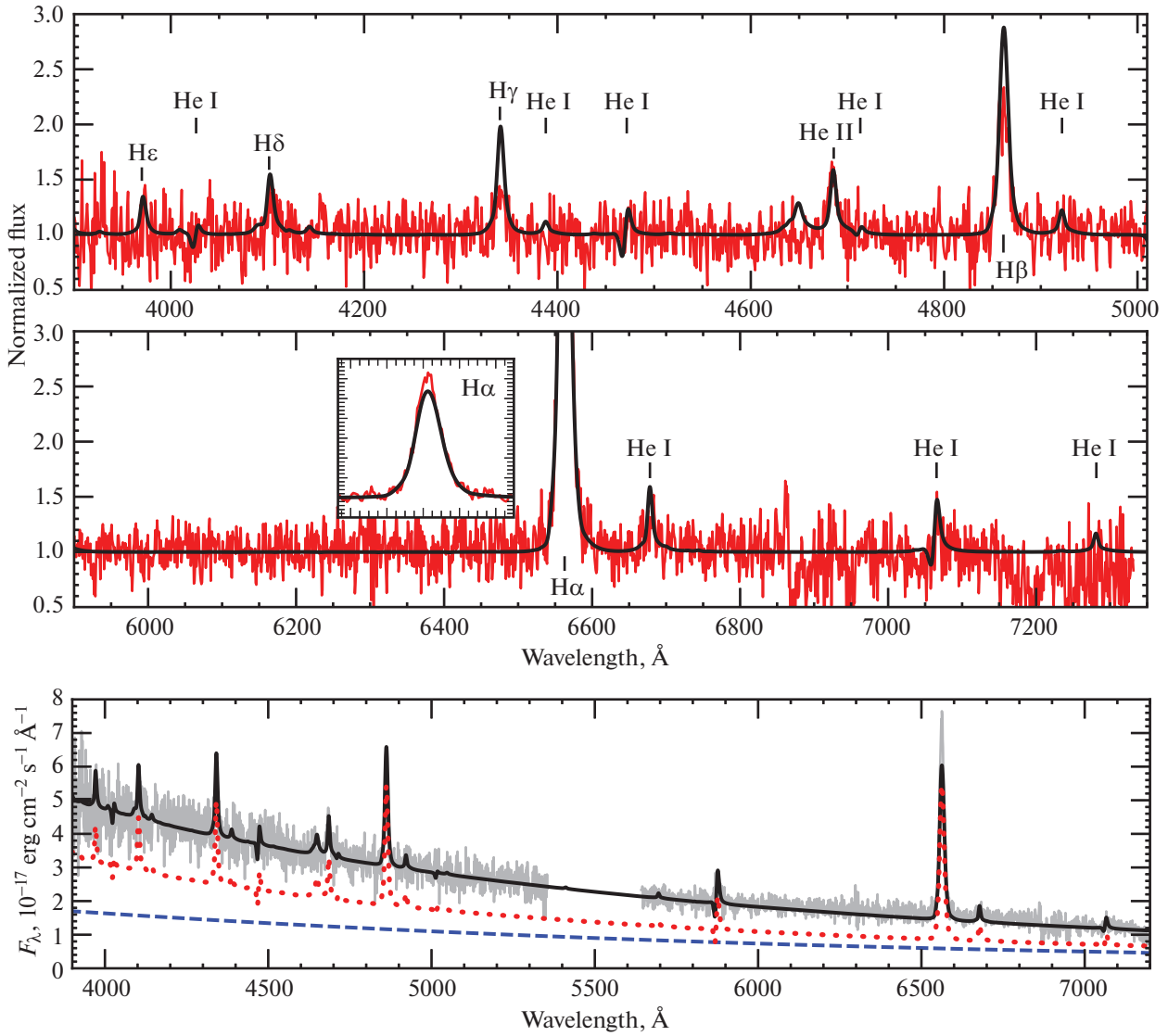


Рис. 3. Модельный и наблюдаемый спектры в нормированном виде (сверху) и абсолютных величинах (снизу). На верхних панелях наблюдения показаны красным, модель — черным. На нижней панели помимо наблюдаемого (серая сплошная линия) и модельного (черная сплошная линия) спектров представлены две составляющие модельного спектра, соответствующие ветру сверхкритического диска (красная пунктирная линия) и континууму звезды-донора (синяя штриховая линия).

гидростатического радиуса модели (или радиуса старта ветра) приводит к появлению в синтетических спектрах П-образных профилей водородных линий, указывающих на приблизительно постоянную скорость ветра в зоне формирования линий. П-образные профили способны достаточно неплохо воспроизвести форму эмиссий $H\beta$ и $H\gamma$, однако не согласуются с наблюдаемой "треугольной" формой линии $H\alpha$. Среди моделей, рассчитанных в рамках простого β -закона ускорения ветра, нами не было найдено оптимального решения описанной проблемы.

Отметим, что в качестве источника ветра с темпом истечения $\dot{M} \approx 4.0 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ и скоростью $v_{\infty} \approx 1000$ км/с может, по-видимому, рассматриваться только сверхкритический диск, поскольку оцененный по косвенным признакам тип донора не способен дать столь мощного оттока вещества: типичные значения параметров ветра А- и поздних В-сверхгигантов составляют $10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ и 200–400 км/с (Кудрицкий и др., 1999; Маркова, Пулс, 2008). При этом, согласно результатам нашего моделирования, величина $\dot{M}$, требуемая для воспроизведения наблюдаемых потоков водо-

родных эмиссий, остается практически неизменной и близкой к полученному выше значению $4.0 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ независимо от степени протяженности ветра диска, отражением которой является отношение $v_{\tau=2/3}/v_{\infty}$.

Часть наблюдательных данных получена на уникальной научной установке Большой телескоп альт-азимутальный САО РАН. Работа выполнена в рамках гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2022-262 (13.МНПМУ.21.0003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Афанасьев В.Л., Моисеев А.В., Письма в Астрон. журн. **31**, 214 (2005) [V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev, *Astron. Lett.* **31**, 194 (2005)].
- Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), *Baltic Astron.* **20**, 363 (2011).
- Беккер, Вольф (P.A. Becker and M.T. Wolff), *Astrophys. J.* **654**, 435 (2007).
- Брайтман и др. (M. Brightman, F. Harrison, D.J. Walton, F. Fuerst, A. Hornschemeier, A. Zezas, M. Bachetti, B. Grefenstette, et al.), *Astrophys. J.* **816**, 60 (2016).
- Брорби и др. (M. Brorby, P. Kaaret, and H. Feng), *MNRAS* **448**, 3374 (2015).
- Венг, Фэн (S.-S. Weng and H. Feng), *Astrophys. J.* **853**, 115 (2018).
- Виллар и др. (V.A. Villar, E. Berger, R. Chornock, R. Margutti, T. Laskar, P.J. Brown, P.K. Blanchard, I. Czekala, et al.), *Astrophys. J.* **830**, 11 (2016).
- Винокуров и др. (A. Vinokurov, S. Fabrika, and K. Atapin), *Astrophys. J.* **854**, 176 (2018).
- Винокуров и др. (A. Vinokurov, K. Atapin, and Y. Solovyeva), *Astrophys. J.* **893**, L28 (2020).
- Гладстон и др. (J.C. Gladstone, T.P. Roberts, and C. Done), *MNRAS* **397**, 1836 (2009).
- Гладстон и др. (J.C. Gladstone, C. Copperwheat, C.O. Heinke, T.P. Roberts, T.F. Cartwright, A.J. Levan, and M.R. Goad), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **206**, 14 (2013).
- Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 513 (2017) [S.A. Grebenev, *Astron. Lett.* **43**, 464 (2017)].
- Егоров, Лозинская (O.V. Egorov and T.A. Lozinskaya), *Astrophys. Bull.* **66**, 293 (2011).
- Кинг и др. (A. King, J.-P. Lasota, and M. Middleton), *New Astron. Rev.* **96**, 101672 (2023).
- Колиопанос и др. (F. Koliopanos, G. Vasilopoulos, J. Buchner, C. Maitra, and F. Haberl), *Astron. Astrophys.* **621**, A118 (2019).
- Костенков и др. (A. Kostenkov, A. Vinokurov, K. Atapin, and Y. Solovyeva), *Astrophys. Bull.* **78** (3), 395 (2023).
- Краутер и др. (P.A. Crowther, D.J. Lennon, and N.R. Walborn), *Astron. Astrophys.* **446**, 279 (2006).
- Кудрицкий и др. (R.P. Kudritzki, J. Puls, D.J. Lennon, K.A. Venn, J. Reetz, F. Najarro, J.K. McCarthy, and A. Herrero), *Astron. Astrophys.* **350**, 970 (1999).
- Маркова, Пулс (N. Markova and J. Puls), *Astron. Astrophys.* **478**, 823 (2008).
- Миддлтон и др. (M.J. Middleton, P.C. Fragile, M. Bachetti, M. Brightman, Y.-F. Jiang, W.C.G. Ho, T.P. Roberts, A.R. Ingram, et al.), *MNRAS* **475**, 154 (2018).
- Миддлтон и др. (M.J. Middleton, M. Brightman, F. Pintore, M. Bachetti, A.C. Fabian, F. Fürst, and D.J. Walton), *MNRAS* **486**, 2 (2019a).
- Миддлтон и др. (M.J. Middleton, P.C. Fragile, A. Ingram, and T.P. Roberts), *MNRAS* **489**, 282 (2019b).
- Мотч и др. (C. Motch, M.W. Pakull, F. Grisé, and R. Soria), *Astronomische Nachrichten* **332**, 367 (2011).
- Мотч и др. (C. Motch, M.W. Pakull, R. Soria, F. Grisé, and G. Pietrzyński), *Nature* **514**, 198 (2014).
- Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, and J. Poutanen), *MNRAS* **454**, 2539 (2015).
- Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, S.S. Tsygankov, and A. Ingram), *MNRAS* **467**, 1202 (2017).
- Муштуков и др. (A.A. Mushtukov, P.A. Verhagen, S.S. Tsygankov, M. van der Klis, A.A. Lutovinov, and T.I. Larchenkova), *MNRAS* **474**, 5425 (2018).
- Нахарро и др. (F. Najarro, D.J. Hillier, and O. Stahl), *A&A* **326**, 1117 (1997).
- Отт и др. (J. Ott, F. Walter, and E. Brinks), *MNRAS* **358**, 1423 (2005).
- Пинторе и др. (F. Pintore, L. Zampieri, A. Wolter, and T. Belloni), *MNRAS* **439**, 3461 (2014).
- Пинторе и др. (F. Pintore, L. Zampieri, L. Stella, A. Wolter, S. Mereghetti, and G.L. Israel), *Astrophys. J.* **836**, 113 (2017).
- Поутанен и др. (J. Poutanen, G. Lipunova, S. Fabrika, A.G. Butkevich, and P. Abolmasov), *MNRAS* **377**, 1187 (2007).
- Саркисян и др. (A.N. Sarkisyan, A.S. Vinokurov, Y.N. Solovieva, O.N. Sholukhova, A.E. Kostenkov, and S.N. Fabrika), *Astrophysical Bulletin* **72** (4), 486 (2017).
- Талли и др. (R.B. Tully, H.M. Courtois, A.E. Dolphin, J.R. Fisher, P. Héraudeau, B.A. Jacobs, I.D. Karachentsev, D. Makarov, et al.), *Astrophys. J.* **146**, 86 (2013).
- Тао и др. (L. Tao, H. Feng, F. Grisé, and P. Kaaret), *Astrophys. J.* **737**, 81 (2011).
- Уолтон и др. (D.J. Walton, F.A. Harrison, M. Bachetti, D. Barret, S.E. Boggs, F.E. Christensen, W.W. Craig, F. Fuerst, et al.), *Astrophys. J.* **799**, 122 (2015).
- Уолтон и др. (D.J. Walton, F. Fürst, F.A. Harrison, D. Stern, M. Bachetti, D. Barret, M. Brightman, A.C. Fabian, et al.), *MNRAS* **473**, 4360 (2018a).

38. Уолтон и др. (D.J. Walton, F. Furst, M. Heida, F.A. Harrison, D. Barret, D. Stern, M. Bachetti, M. Brightman, A.C. Fabian, and M.J. Middleton), *Astrophys. J.* **856**, 128 (2018b).
39. Уэст и др. (B.F. West, K.D. Wolfram, and P.A. Becker), *Astrophys. J.* **835**, 129 (2017).
40. Фабрика и др. (S. Fabrika, Y. Ueda, A. Vinokurov, O. Sholukhova, and M. Shidatsu), *Nature Phys.* **11**, 551 (2015).
41. Фабрика и др. (S.N. Fabrika, K.E. Atapin, A.S. Vinokurov, and O.N. Sholukhova), *Astrophys. Bull.* **76**, 6 (2021).
42. Фитцпатрик (E.L. Fitzpatrick), *Publ. Astron. Soc. Pacific* **111**, 755, 63 (1999).
43. Хамери, Ласота (J.M. Hameury and J.P. Lasota), *Astron. Astrophys.* **643**, A171 (2020).
44. Хиллер, Миллер (D.J. Hillier and D.L. Miller), *Astrophys. J.* **496**, 407 (1998).
45. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, A.A. Mushtukov, V.F. Suleimanov, and J. Poutanen), *MNRAS* **457**, 1101 (2016).
46. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov, V. Doroshenko, A.A. Lutovinov, A.A. Mushtukov, and J. Poutanen), *Astron. Astrophys.* **605**, A39 (2017).
47. Чандра и др. (A.D. Chandra, J. Roy, P.C. Agrawal, and M. Choudhury), *MNRAS* **495**, 2664 (2020).
48. Чашкина и др. (A. Chashkina, G. Lipunova, P. Abolmasov, and J. Poutanen), *Astron. Astrophys.* **626**, A18 (2019).
49. Чех и др. (D. Cseh, F. Grisé, S. Corbel, and P. Kaaret), *Astrophys. J.* **728**, L5 (2011).
50. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **500**, 33 (1973).

УГЛЫ МЕЖДУ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ И ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ В РАДИОПУЛЬСАХ С ЖЕСТКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2023 г. М. А. Тимиркеева^{1*}, И. Ф. Малов¹

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.

После доработки 24.10.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Проведен сравнительный анализ углов β между осью вращения и магнитным моментом в трех группах радиопульсаров: источниках, в которых наблюдается только радиоизлучение, пульсарах с зарегистрированным рентгеновским излучением и радио-громких гамма-пульсарах. С этой целью отдельно для объектов из каждой группы двумя различными методами вычислены значения угла β . Оказалось, что в пульсарах с жестким излучением средние значения этого угла (28.2° и 28.8°) больше, чем для спокойных радиопульсаров (12.9°). Однако с применением критерия Колмогорова–Смирнова показано, что обнаруженное отличие не значимо с большой степенью вероятности. Следовательно, структура магнитосфер у трех рассмотренных групп пульсаров не сильно отличается, а их различие обусловлено величиной магнитного поля на световом цилиндре, которое обеспечивает включение механизма жесткого нетеплового излучения у пульсаров с обнаруженным рентгеновским и/или гамма-излучением, но недостаточно для этого у тихих в жестких диапазонах радиопульсаров.

Ключевые слова: нейтронные звезды, пульсары, наклоны осей.

DOI: 10.31857/S0320010823120070, **EDN:** RZMTON

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время известно более 3000 пульсаров, поиск новых источников регулярно ведется как в северном, так и в южном небе. В основном они излучают на радиочастотах и включены в пополняемый каталог ATNF (Манчестер и др., 2005¹), порядка 300 объектов зарегистрированы как пульсары в гамма-диапазоне (см. публичный список гамма-пульсаров, обнаруженных с помощью Fermi/LAT²), нетепловое рентгеновское излучение зарегистрировано от нескольких десятков объектов (см. работы Принц, Бекер, 2015; Поссен-ти и др., 2002).

В работе Тимиркеевой и Малова (2020) рассматривались 4 группы изолированных пульсаров: в первой наблюдается только импульсное радиоизлучение — радио-громкие пульсары, считающиеся тихими в рентгеновском и гамма-диапазонах (R-группа); во второй радиопульсары с зарегистрированным гамма-излучением — радио-громкие гамма-пульсары ($\gamma + R$ пульсары); третья

состоит из радиопульсаров с зарегистрированным рентгеновским излучением — радио-громкие рентгеновские пульсары (X + R пульсары); четвертая — гамма-пульсары без зарегистрированного радиоизлучения — радио-тихие гамма-пульсары (группа γ). По результатам анализа сделан вывод о том, что пульсары с зарегистрированным жестким излучением обладают более сильными магнитными полями на световом цилиндре и более высокой скоростью потерь энергии вращения (10^4 Гс и 10^{35} эрг/с), чем характерные значения (10^2 Гс и 10^{32} эрг/с) у обычных радиопульсаров. В работе Малова и Тимиркеевой (2019) показано, что жесткое излучение генерируется на периферии магнитосферы за счет синхротронного механизма.

Один из важнейших параметров, определяющих геометрию магнитосферы пульсара и протекающие в ней физические процессы, — угол β между осью вращения и вектором магнитного момента μ . Этот параметр позволяет понять не только специфику излучения конкретного радиопульсара, но также построенные распределения углов для объектов, излучающих в разных диапазонах, могут установить четкие различия в исследуемых группах. Угол между магнитным моментом и осью вращения также является ключевым для проверки предлагаемых моделей излучения пульсаров. Данное исследова-

* Электронный адрес: timirkееva@prao.ru

¹ <https://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/>

² <https://confluence.slac.stanford.edu/display/GLAMCOG/Public+List+of+LAT+Detected+Gamma-Ray+Pulsars>

ние посвящено вычислению углов между магнитным моментом и осью вращения в радиопульсарах, излучающих также в гамма- и рентгеновском диапазонах.

Для последующего анализа были сформированы три группы пульсаров: в первую группу входят только радио-громкие пульсары (~ 1500 , см. опубликованную таблицу на сайте ПРАО АКЦ ФИАН в разделе Online data³); вторая группа — это радиопульсары с зарегистрированным гамма-излучением — радио-громкие гамма-пульсары (см. опубликованную табл. 3³); третья группа состоит из рентгеновских радиопульсаров (см. опубликованную табл. 4³). Из выборки исключены пульсары, находящиеся в двойных системах и шаровых скоплениях, для того чтобы избежать влияния компаньонов.

Цель работы заключалась в получении новых результатов на расширенных выборках, построенных на данных из работ по исследованию рентгеновских радиопульсаров (Принц, Бекер, 2015; Поссенти и др., 2002), каталога радиопульсаров ATNF¹ и опубликованных данных Fermi/LAT². Были вычислены значения углов по наблюдаемой ширине импульса на уровне 10% для нескольких сотен известных радиопульсаров. В данной работе анализ структуры магнитосферы также проводился на основе оценок углов β по поляризационным исследованиям на частоте 1400 МГц, полученным для 600 пульсаров в работе Джонстона и Керра (2018). Такие оценки, в совокупности с оценками на основе других методов, могут дать информацию об ориентации осей в пульсарах и послужить дальнейшему развитию теоретических представлений о структуре магнитосферы пульсара.

Значения угла β в работе Никитиной и Малова (2017) получены по данным различных каталогов и строились на разнородных и ограниченных выборках. За прошедшие годы число известных пульсаров удвоилось, были дополнительно проведены измерения поляризационных характеристик более чем 600 радиопульсаров. С увеличением выборки естественным образом появилась необходимость новых вычислений угла β .

Статья организована следующим образом: в разделе 1 приводятся описание выборки и сравнение с ранними работами, в разделе 2 дается описание методов, приводится сравнительный результат для всех выборок, раздел 3 посвящен анализу результатов, в приложении 4 приведены выборки радиопульсаров с указанием опубликованных таблиц на сайте ПРАО АКЦ ФИАН.

³ <https://www.prao.ru/online/%20data/onlinedata.html>

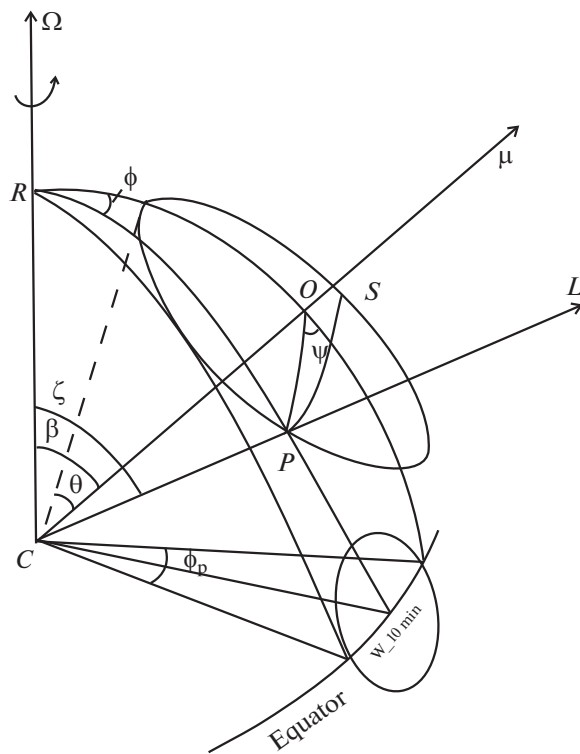


Рис. 1. Геометрия конуса излучения в модели полярной шапки: излучение ограничено конусом открытых силовых линий, μ — вектор магнитного момента, L — направление на наблюдателя. Основные угловые параметры, определяющие структуру и наблюдаемые особенности: β — угол между вектором магнитного момента и осью вращения, ζ — угол между лучом зрения и осью вращения, ϕ — текущая долгота, ϕ_p — полуширина формирующегося импульса, ψ — позиционный угол, отсчитываемый от центрального меридиана, θ — угловой радиус конуса излучения.

2. СПОСОБЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ УГЛОВ МЕЖДУ ОСЯМИ В РАДИОПУЛЬСАРАХ

При проведении вычислений использовалась стандартная общепринятая модель магнитосферы пульсара: излучение ограничено конусом открытых силовых линий (см. рис. 1). С помощью сферической тригонометрии можно записать уравнение связывающее между собой параметры θ , β , ζ :

$$\cos \theta = \cos \beta \times \cos \zeta + \sin \beta \times \sin \zeta \times \cos \phi_p. \quad (1)$$

Здесь β — угол между магнитной осью и осью вращения, ζ — угол между лучом зрения наблюдателя и осью вращения, θ — угловой радиус конуса излучения, ϕ_p — половина угловой наблюдаемой ширины импульса.

2.1. Случай прохождения луча зрения через центр конуса излучения, — $\beta = \zeta$

Наиболее простым решение уравнения (1) будет в случае прохождения луча зрения через центр

конуса излучения, — $\beta = \zeta$, — уравнение (1) преобразуется к виду

$$\cos \theta = \cos^2 \beta + \sin^2 \beta \times \cos \phi_p. \quad (2)$$

Вместо ϕ_p следует использовать $W_{10}/2$, W_{10} берется из каталога Манчестера и др. (2005). W_{10} — длительность импульса на уровне 10% максимальной интенсивности импульса (приводится в каталоге в мс). Ширина импульса зависит как от частоты наблюдения (см. ссылки на оригинальные работы в ATNF), так и от временного разрешения наблюдений. Нами использовалось значение из каталога ATNF. Ширины импульсов составляют от 0.01 до 0.1 периода. Однако у некоторых пульсаров излучение наблюдается в значительной части периода (см., например, PSR J1828-1101, приведенный в табл. 4, для которого $W_{10} \simeq 0.7 P$).

В табл. 3³ и 4³, а также в таблице радиопульсаров, опубликованной только на сайте ПРАО АКЦ ФИАН³, указаны исходные параметры радиопульсаров: P (мс), W_{10} (мс) и ширина импульса по половинной интенсивности W_{50} (мс).

Построив статистическую зависимость наблюдаемой ширины на уровне 10% от периода радиопульсара (см. рис. 2), можно определить нижнюю границу $W_{10\min}$ на диаграмме, чтобы получить

$$\theta_1 = \frac{W_{10\min}}{2}. \quad (3)$$

Предположив равенство углов β и ζ и учтя соотношения (2) и (3), получаем

$$\sin \beta = \frac{\sin \theta_1/2}{\sin W_{10}/4}. \quad (4)$$

Углы, вычисленные таким образом, во всех таблицах обозначены как β_1 . Следует отметить, что по формуле (4) полученные положительные значения $\sin \beta$ могут соответствовать как первому, так и второму квадранту, т.е. β может быть равно $180^\circ - \beta_1$. Мы приводим углы β_1 , считая их меньше 90° .

Уравнения, связывающие период и ширину профиля, можно записать в виде:

$$W_{10} = 2\theta = 0.38 \times P^{0.69}, \quad K = 0.74 \quad (5)$$

$$W_{10\min} = 0.11 \times P^{0.62}$$

для радиопульсаров,

$$W_{10} = 2\theta = 0.27 \times P^{0.80}, \quad K = 0.86 \quad (6)$$

$$W_{10\min} = 0.07 \times P^{0.83}$$

для рентгеновских радиопульсаров,

$$W_{10} = 2\theta = 0.34 \times P^{0.75}, \quad K = 0.84 \quad (7)$$

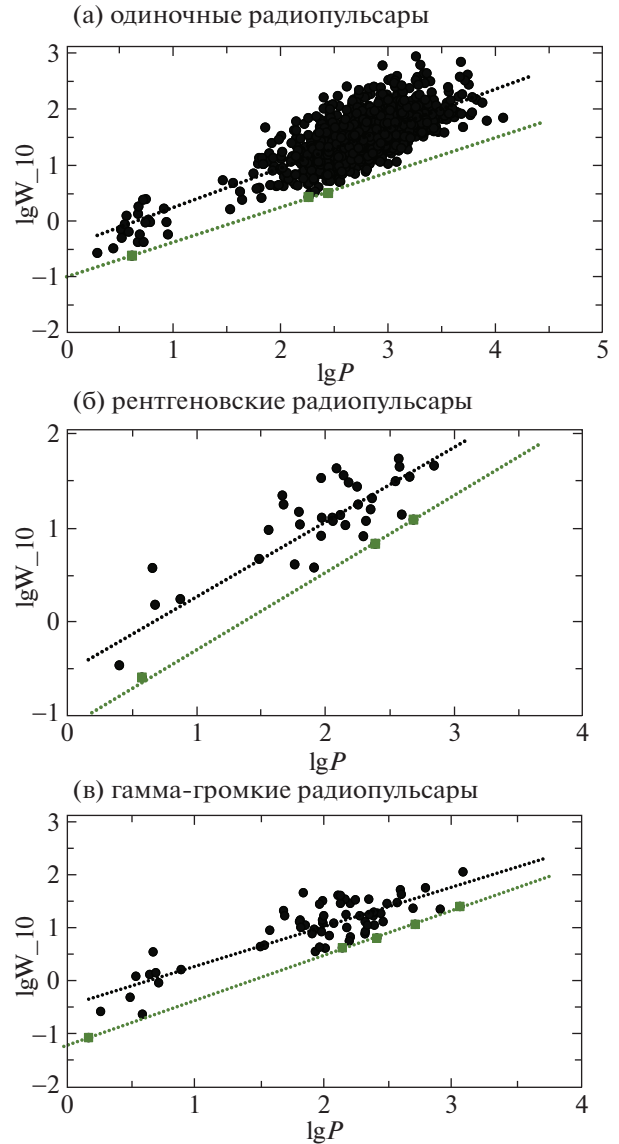


Рис. 2. Зависимость наблюдаемой ширины на уровне 10% от периода пульсара.

$$W_{10\min} = 0.06 \times P^{0.85}$$

для гамма-громких радиопульсаров. Уравнение нижней границы также приведено.

На рисунках прямые приведены в логарифмических масштабах, они вписаны по методу наименьших квадратов в весь массив с указанием коэффициентов корреляции K .

Распределения вычисленных значений представлены на рис. 3.

Средние значения углов между осью вращения и магнитной осью — в предположении о прохождении луча зрения через конус излучения — для радиопульсаров с зарегистрированным жестким излучением $\beta = 24^\circ$ (среднеквадратичный разброс

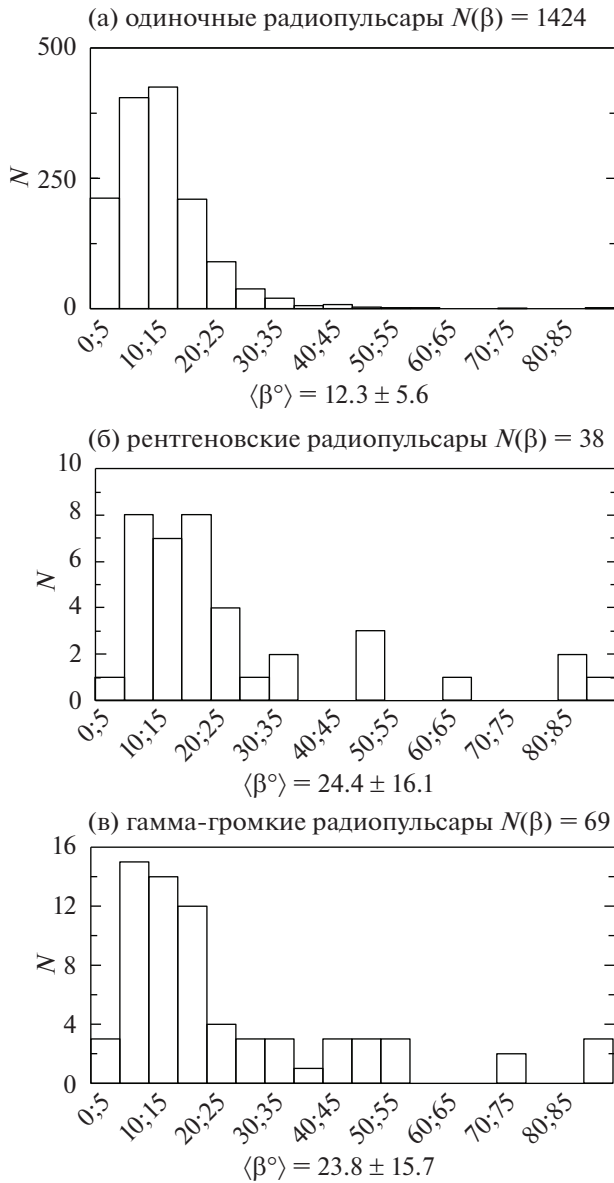
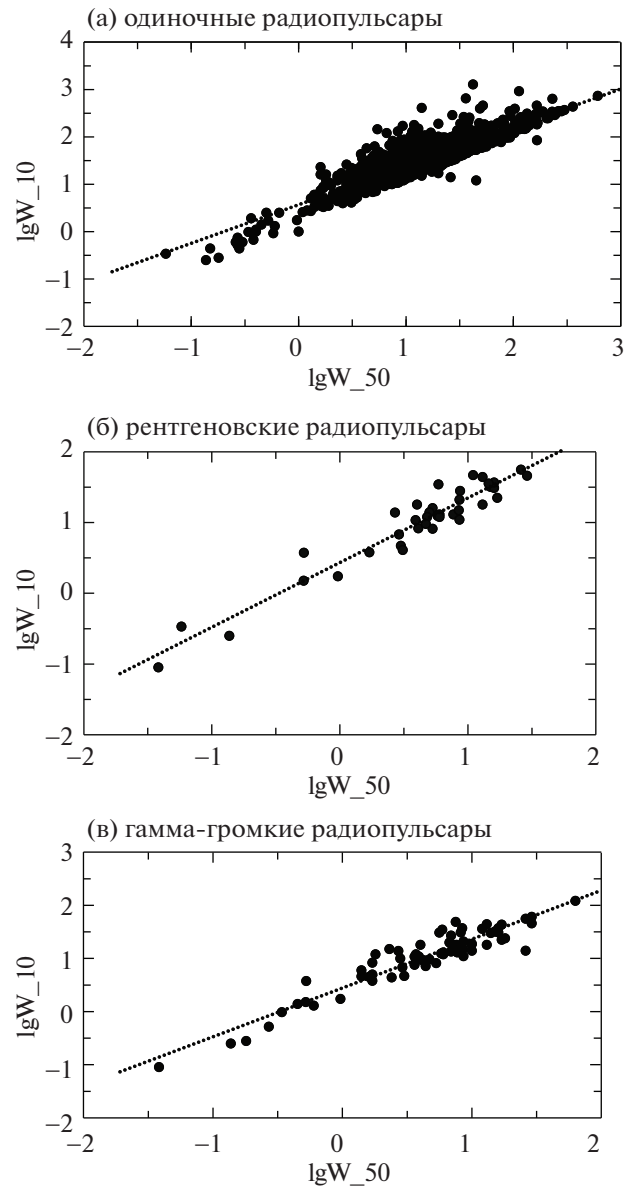


Рис. 3. Гистограммы распределения углов.

16°), по сравнению с обычными радиопульсарами без зарегистрированного рентгеновского и/или гамма-излучения $\beta = 12^\circ \pm 6$, но перекрываются в пределах указанных среднеквадратичных отклонений. Эти значения можно считать нижним пределом реального угла β .

Согласно обновляемому каталогу ATNF, W_{50} измерено у большего количества пульсаров в исследуемых выборках, чем W_{10} . Имеет смысл построить график зависимости $W_{10}(W_{50})$ для получения уравнения связи ширины (см. рис. 4) и использовать эти значения W_{10} для дальнейшего анализа. Прямая, вписанная по методу наименьших квадратов, имеет вид

$$\lg W_{10} = (0.81 \pm 0.01) \lg W_{50} + 0.57 \pm 0.01, \quad (8)$$

Рис. 4. Зависимость W_{10} от W_{50} .

$$K = 0.89$$

для радиопульсаров,

$$\lg W_{10} = (0.91 \pm 0.05) \lg W_{50} + 0.43 \pm 0.04, \quad (9)$$

$$K = 0.96$$

для рентгеновских радиопульсаров,

$$\lg W_{10} = (0.92 \pm 0.04) \lg W_{50} + 0.44 \pm 0.03, \quad (10)$$

$$K = 0.94$$

для гамма-громких радиопульсаров.

Для радиопульсаров, у которых нет измеренной ширины на уровне 10%, следует брать указанную в каталоге ATNF ширину W_{50} , по соотношениям (8)–(10) получить оценку W_{10} . Вычисленные значения W_{10} указаны в скобках в табл. 3³ и 4³, а

также в таблице радиопульсаров, опубликованной только на сайте ПРАО АКЦ ФИАН³.

2.2. Вычисление угла β по ширине профиля и максимальной производной позиционного угла

Второй метод вычисления угла между осью вращения и магнитной осью основан на поляризационных данных. В случае излучения кривизны электрический вектор лежит в плоскости магнитной силовой линии, а само излучение поляризовано параллельно проекции оси магнитного диполя. Из рис. 1 следует, что зависимость позиционного угла ψ плоскости поляризации от долготы ϕ можно определить с помощью сферической тригонометрии как

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \beta \times \sin \phi}{\sin \zeta \times \cos \beta - \cos \zeta \times \sin \beta \times \cos \phi}. \quad (11)$$

Излучение генерируется в магнитосфере пульсара, распространение излучения не вносит существенных искажений в поляризационные характеристики. Вместо уравнения (11) используют, как правило, максимальную производную позиционного угла

$$C = \left(\frac{d\psi}{d\phi} \right)_{\max} = \frac{\sin \beta}{\sin(\zeta - \beta)}, \quad (12)$$

поскольку функция $\psi(\phi)$ ограничена узким интервалом долгот ϕ в пределах среднего импульса.

Джонстон и Керр (2018) использовали архивные и современные поляризационные данные для 600 радиопульсаров с периодами от 36 до 8500 мс наблюдаемых в Парксе на частоте 1400 МГц. Поляризационные измерения проведены, как правило, в пределах главного импульса. Немонотонное поведение позиционного угла линейной поляризации делает невозможным оценку параметра C и значительно сокращает исходную выборку до ~220 радиопульсаров. В табл. 3³ и 4³, а также в таблице радиопульсаров на сайте ПРАО АКЦ ФИАН³, приведен вычисленный параметр C в соответствующем столбце.

Соотношение (12) можно переписать в виде

$$\sin \beta = C \times \sin(\zeta - \beta). \quad (13)$$

Очевидно, что $\zeta - \beta < \theta$. Поэтому можно записать: $\sin \beta < C \sin(\theta)$. Подставляя в это выражение значение θ , определяемое из статистической зависимости $W_{10}(P)$ (см. уравнения (5)–(7)), мы получим верхний предел на величину β , который далее обозначен как β_2 . Значения θ в градусах также приведены во всех таблицах.

Использование данных о максимальной производной $C = \left(\frac{d\psi}{d\phi} \right)_{\max}$ позиционного угла позволя-

ет сделать оценки угла β для трех групп радиопульсаров — средние значения углов перекрываются с учетом среднеквадратичного разброса:

$\langle \beta \rangle = 29^\circ \pm 18^\circ$ для радиопульсаров без зарегистрированного жесткого излучения,

$\langle \beta \rangle = 48^\circ \pm 25^\circ$ для рентгеновских радиопульсаров,

$\langle \beta \rangle = 50^\circ \pm 24^\circ$ для гамма-громких радиопульсаров.

Найденные значения в табл. 3³ и 4³, а также в таблице радиопульсаров, опубликованной только на сайте ПРАО АКЦ ФИАН³, обозначены как β_2 и являются верхним пределом реального угла β .

Для некоторых пульсаров измеренное значение C велико и, в свою очередь, ведет к углам $\beta_2 \simeq 90^\circ$, эти углы также приведены во всех таблицах в скобках. Для пульсаров с большими значениями C ($C > 5$) углы β_2 не вычислялись. Соответствующие распределения представлены на рис. 5.

Как отмечено выше, значения β_1 можно рассматривать как нижний предел реального угла β , для некоторых пульсаров эти оценки могут быть единственно возможными. Значения β_2 лучше описывают наклон осей в пульсарах и их можно рассматривать как верхний предел реального угла β . Мы в дальнейшем берем $\langle \beta \rangle$ как среднее арифметическое между двумя оценками β_1 и β_2 :

$$\langle \beta \rangle = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}. \quad (14)$$

Распределение полученных значений представлено на рис. 6.

Ошибка определения углов β_1 и β_2 напрямую связана с использованием статистических зависимостей для ширины наблюдаемых импульсов. Предварительные оценки ошибок в определении углов оказались значительно меньше, чем приведенные среднеквадратичные отклонения.

2.3. Критерий Колмогорова–Смирнова

Количество пульсаров в трех выборках сильно различно. С помощью критерия Колмогорова–Смирнова можно проанализировать согласованность полученных распределений. Сравнивая расчетные значения

$$\lambda = d_{\max} \left(\frac{N_1 \times N_2}{N_1 + N_2} \right)^{1/2},$$

с теоретическими квантилями, оценим вероятности согласованности p гистограмм распределения углов на рис. 3 и 6. Эти вероятности приведены в табл. 1 и 2.

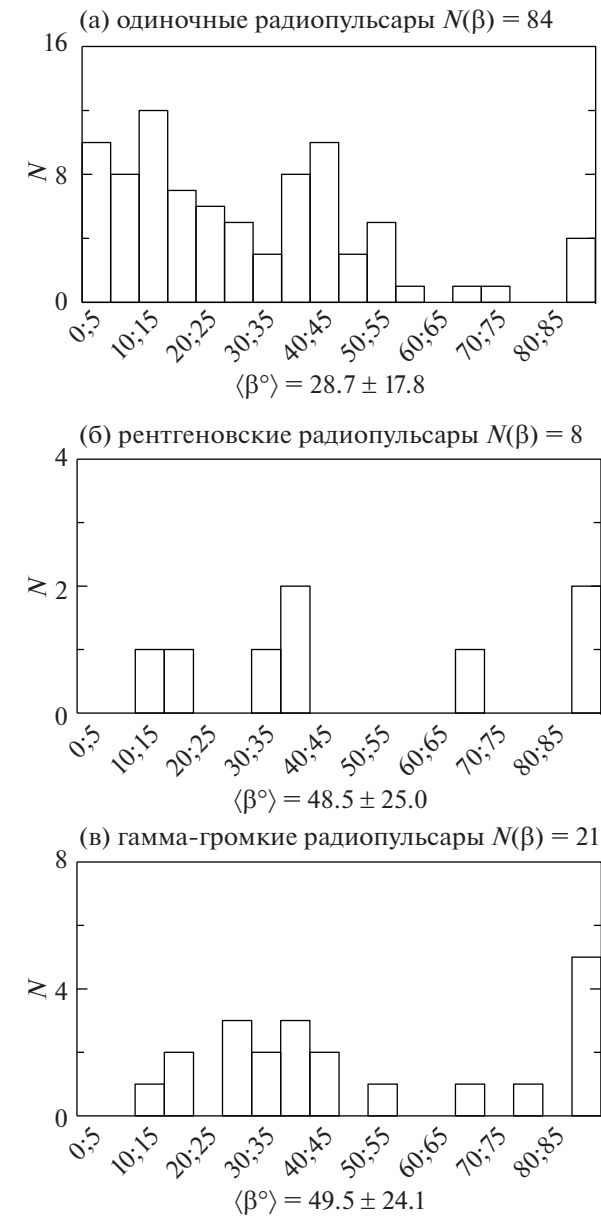


Рис. 5. Распределение углов с использованием поляризационных данных.

Для рис. 5 оценки идентичности гистограмм не включены в работу в виду скудности объектов с рентгеновским и гамма-излучением.

Таблица 1. Критерий Колмогорова–Смирнова для рис. 3

Sample	λ	p
R и γ + R	0.54	0.94
R и X + R	0.62	0.82
X + R и γ + R	0.27	$\gg 0.99$

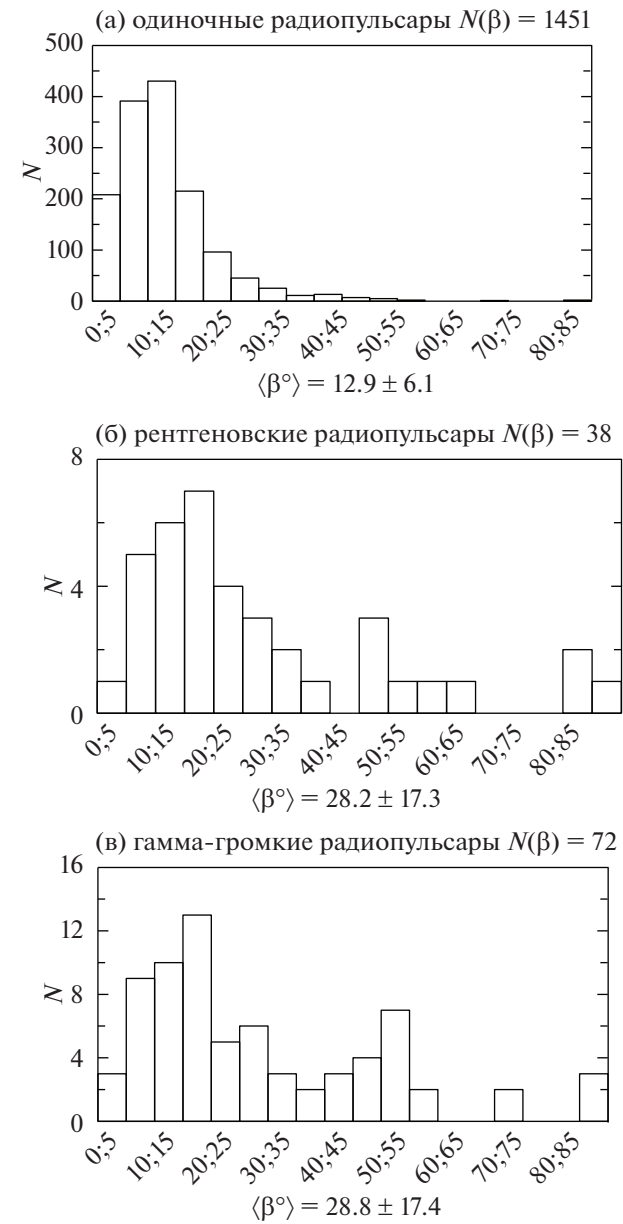


Рис. 6. Распределение средних углов.

Анализ всех результатов по определению угла β в радиопульсарах служит одним из путей выбора

Таблица 2. Критерий Колмогорова–Смирнова для рис. 6

Sample	λ	p
R и γ + R	0.80	0.55
R и X + R	0.70	0.71
X + R и γ + R	0.36	$\gg 0.99$

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таблица 3. Выборка рентгеновских радиопульсаров с измеренными ширинами на уровне 10 и 50%

№	PSR J	P msec	W ₅₀ msec	W ₁₀ msec	β_1 deg	θ deg	C	β_2 deg	$\langle\beta\rangle$ deg
1	J0117+5914	101.44	4.1	8.3	22.31	19.68			22.31
2	J0205+6449	65.72	2.3	(5.74)		21.47			
3	J0358+5413	156.38	3.9	10.8	24.64	18.05			24.64
4	J0534+2200	33.39	3	4.7	15.60	24.58			15.60
5	J0538+2817	143.16	2.7	13.9	17.56	18.37			17.56
6	J0540-6919	50.57	16.98	22.47	4.90	22.62			4.90
7	J0543+2329	245.97	5.3	16	24.15	16.49	3.8	(90)	57.07
8	J0659+1414	384.93	15	32	17.25	15.07	2.2	34.90	26.07
9	J0826+2637	530.66	5.8	12.4	84.29	14.14			84.29
10	J0835-4510	89.33	1.7	3.8	48.14	20.19	7.7		48.14
11	J0922+0638	430.63	5	14	47.88	14.74	5.5		47.88
12	J0953+0755	253.07	8.6	21	18.63	16.39			18.63
13	J1024-0719	5.16	0.521	1.51	10.59	35.70			10.59
14	J1048-5832	123.73	7.7	13	16.62	18.91	5.1		16.62
15	J1057-5226	197.11	13	18	17.66	17.23			17.66
16	J1105-6107	63.20	3.1	4.1	31.27	21.63	5.3		31.27
17	J1112-6103	64.96	11	(23.86)		21.51			
18	J1119-6127	407.96	26	56	10.29	14.90	2.3	36.25	23.27
19	J1124-5916	135.48	10	(21.88)		18.57			
20	J1224-6407	216.48	5.3	8.2	45.84	16.91	18		45.84
21	J1301-6310	663.83	12	(25.83)		13.52			
22	J1341-6220	193.34	8.7	28	11.12	17.30	4.3	(90)	50.56
23	J1357-6429	166.11	16	31	8.89	17.83	1.1	19.68	14.29
24	J1420-6048	68.18	8.5	15	8.85	21.31	2.5	65.29	37.07
25	J1513-5908	151.58	16	37	6.97	18.16	0.8	14.44	10.70
26	J1617-5055	69.36	8.6	11	12.17	21.24			12.17
27	J1709-4429	102.46	6	13	14.20	19.64	1.8	37.23	25.71
28	J1730-2304	8.12	0.965	1.74	13.19	32.61			13.19
29	J1741-2054	413.70	29	45.96	12.68	14.86			12.68
30	J1744-1134	4.07	0.137	0.25	61.93	37.43			61.93
31	J1747-2958	98.81	7	(15.81)		19.78			
32	J1801-2451	124.92	4.8	12	18.19	18.88	5.3		18.19
33	J1803-2137	133.67	13	44	5.38	18.62	12.1		5.38
34	J1825-0935	769.02	11	47	20.93	13.12			20.93
35	J1826-1334	101.49	5.9	34.7	5.46	19.68	8.2		5.46
36	J1832-0836	2.72	0.058	0.339	27.90	40.59			27.90
37	J1856+0113	267.44	2.9	6.8	88.29	16.21			88.29
38	J1932+1059	226.52	6	12	30.61	16.76			30.61
39	J1939+2134	1.56	0.0382	0.09	83.89	45.37			83.89
40	J1952+3252	39.53	4.7	9.6	8.85	23.76			8.85
41	J2124-3358	4.93	0.524	3.76	5.06	36.03			5.06
42	J2229+6114	51.62	4	18	6.03	22.53			6.03
43	J2337+6151	495.37	14.5	35.7	19.09	14.33			19.09
Среднее					24.40			48.47	28.17
Среднеквадратичное отклонение					16.12			24.97	17.31

Таблица 4. Выборка радио-громких гамма-пульсаров с измеренными ширинами на уровне 10 и 50%

№	PSR J	P msec	W ₅₀ msec	W ₁₀ msec	β_1 deg	θ deg	C	β_2 deg	$\langle\beta\rangle$ deg
1	J0205+6449	65.72	2.30	(5.93)		21.92			
2	J0248+6021	217.09	26.00	14	25.65	16.26			25.65
3	J0358+5413	156.38	3.90	10.8	25.10	17.65			25.10
4	J0514-4408	320.27	5.60	30.6	16.05	14.75			16.05
5	J0534+2200	33.39	3.00	4.7	15.24	25.96			15.24
6	J0540-6919	50.57	16.98	22.47	4.84	23.40			4.84
7	J0630-2834	1244.42	63.00	122	12.75	10.51	3.6	41.04	26.90
8	J0631+0646	110.98	21.00	(45.34)		19.23			
9	J0631+1036	287.80	6.70	20	22.67	15.15	4.6	(90)	56.34
10	J0659+1414	384.93	15.00	32	18.00	14.09	2.2	32.38	25.19
11	J0729-1448	251.66	7.60	18	22.46	15.67	5.2		22.46
12	J0729-1836	510.16	14.00	25	30.13	13.13			30.13
13	J0742-2822	166.76	4.40	7.2	42.17	17.37	5.4		42.17
14	J0826+2637	530.66	5.80	12.4	87.37	13.00			87.37
15	J0835-4510	89.33	1.70	3.8	48.32	20.30	7.7		48.32
16	J0908-4913	106.77	2.40	4.4	48.68	19.42			48.68
17	J0931-1902	4.64	0.45	1.4	9.71	42.53			9.71
18	J0940-5428	87.55	2.80	10	16.28	20.40	3.4	(90)	53.14
19	J0953+0755	253.07	8.60	21	19.22	15.65			19.22
20	J1019-5749	162.50	47.00	(95.13)		17.48			
21	J1024-0719	5.16	0.52	1.51	9.84	41.41			9.84
22	J1028-5819	91.40	0.10	(0.33)		20.19	2.3	52.53	52.53
23	J1048-5832	123.73	7.70	13	16.82	18.71	5.1		16.82
24	J1055-6028	99.66	3.70	9	20.31	19.75	2.9	78.56	49.43
25	J1057-5226	197.11	13.00	18	18.09	16.66			18.09
26	J1119-6127	407.96	26.00	56	10.75	13.89	2.3	33.51	22.13
27	J1124-5916	135.48	10.00	(22.91)		18.29	18		
28	J1151-6108	101.63	6.90	13.55	13.61	19.66			13.61
29	J1221-0633	1.93	0.18	0.28	22.81	52.95			22.81
30	J1224-6407	216.48	5.30	8.2	47.42	16.27			47.42
31	J1253-5820	255.50	3.70	12	35.43	15.61	10.4		35.43
32	J1357-6429	166.11	16.00	31	9.06	17.38	1.1	19.19	14.13
33	J1410-6132	50.05	17.00	(37.33)		23.46			
34	J1420-6048	68.18	8.50	15	8.81	21.72	2.5	67.69	38.25
35	J1509-5850	88.92	3.40	(8.49)		20.32	0.8	16.13	16.13
36	J1513-5908	151.58	16.00	37	7.09	17.79	0.8	14.15	10.62
37	J1531-5610	84.21	1.70	8.3	19.04	20.60	1.4	29.52	24.28
38	J1614-5048	231.69	8.40	37	10.06	16.00	6.7		10.06
39	J1617-5055	69.36	8.60	11	12.12	21.63			12.12
40	J1702-4128	182.14	12.00	36	8.45	16.99	1.5	25.99	17.22
41	J1705-1906	298.99	8.20	14	34.63	15.01			34.63
42	J1709-4429	102.46	6.00	13	14.29	19.62	1.8	37.18	25.74
43	J1718-3825	74.67	1.80	12	11.83	21.23	3	(90)	50.91
44	J1730-2304	8.12	0.97	1.74	12.41	36.97			12.41
45	J1730-3350	139.46	8.20	31	7.85	18.16			7.85
46	J1731-4744	829.83	18.00	24	52.31	11.63			52.31
47	J1734-3333	1169.34	230.60	(410.99)		10.67			

Таблица 4. Окончание

№	PSR J	P msec	W ₅₀ msec	W ₁₀ msec	β_1 deg	θ deg	C	β_2 deg	$\langle\beta\rangle$ deg
48	J1739-3023	114.37	3.60	7.6	27.49	19.09	3.8	(90)	58.74
49	J1740+1000	154.09	6.90	19	13.84	17.71	1.4	25.21	19.52
50	J1741-2054	413.70	29.00	45.96	13.26	13.84			13.26
51	J1744-1134	4.07	0.14	0.25	54.66	43.93			54.66
52	J1757-2421	234.11	10.00	19	19.90	15.96			19.90
53	J1801-1417	3.63	0.60	1.3	8.60	45.23			8.60
54	J1803-2137	133.67	13.00	44	5.46	18.36	12.1		5.46
55	J1816-0755	217.64	4.20	9.1	41.81	16.25			41.81
56	J1819-1458	4263.21	154.00	(283.48)		7.72			
57	J1823-3021A	5.44	0.34	0.98	15.63	40.87			15.63
58	J1826-1334	101.49	5.90	34.7	5.49	19.66	8.2		5.49
59	J1828-1101	72.06	7.50	49	3.37	21.42			3.37
60	J1831-0952	67.27	10.00	14	9.32	21.79	1.8	41.93	25.63
61	J1833-1034	61.88	2.30	(5.93)		22.25			
62	J1837-0604	96.29	14.00	30	6.02	19.92	1.7	35.40	20.71
63	J1841-0524	445.75	16.00	(35.30)		13.58	2.7	39.35	19.68
64	J1843-1113	1.85	0.25	(0.77)		53.55			
65	J1853-0004	101.44	2.30	15	12.28	19.67	3.1	(90)	51.14
66	J1856+0113	267.44	2.90	6.8	86.38	15.43			86.38
67	J1857+0143	139.76	17.00	43.42	5.72	18.15			5.72
68	J1913+0904	163.25	1.40	6	52.28	17.46			52.28
69	J1913+1011	35.91	1.70	5	15.24	25.50			15.24
70	J1918+1444	1181.02	6.90	27	71.87	10.65			71.87
71	J1925+1720	75.66	2.70	(6.87)		21.16			
72	J1928+1746	68.73	3.60	10.88	12.16	21.68			12.16
73	J1930+1852	136.86	19.20	(41.75)		18.25			
74	J1932+1059	226.52	6.00	12	31.55	16.09			31.55
75	J1932+2220	144.47	1.60	4.5	71.83	18.00			71.83
76	J1939+2134	1.56	0.04	0.09	85.84	55.87			85.84
77	J1952+3252	39.53	4.70	9.6	8.69	24.89			8.69
78	J2006+3102	163.70	11.80	(26.68)		17.45			
79	J2021+3651	103.74	9.90	18	10.44	19.56			10.44
80	J2039-3616	3.27	0.27	0.52	19.14	46.41			19.14
81	J2043+2740	96.13	1.40	4.6	41.07	19.93			41.07
82	J2124-3358	4.93	0.52	3.76	4.70	41.88			4.70
83	J2208+4056	636.96	29.00	61	14.44	12.42			14.44
84	J2229+6114	51.62	4.00	18	5.96	23.28			5.96
85	J2240+5832	139.93	10.00	(22.91)		18.15			
Среднее					23.80			49.51	28.78
Среднеквадратичное уклонение					15.72			24.06	17.39

адекватной модели излучения. В работе Никитиной и Малова (2017) оценки угла β были получены по данным из различных каталогов по ограниченным и разнородным выборкам радиопульсаров. По состоянию на 2023 г. выборка увеличилась в 2 раза и требуются новые вычисления. В настоящей работе были вычислены значения углов между осью вращения и магнитным диполем для нескольких сотен пульсаров.

Сравнительный анализ радиопульсаров с зарегистрированным жестким излучением и источников, излучающих только в радиодиапазоне, — в предположении о прохождении луча зрения через конус излучения — привел к следующим выводам:

- Радиопульсары с зарегистрированным жестким излучением, в среднем, обладают большими значениями углов между осью вращения и магнитной осью — $\langle\beta_1\rangle = 24^\circ$, по сравнению с обычными радиопульсарами без зарегистрированного рентгеновского и/или гамма-излучения $\langle\beta_1\rangle = 12^\circ$.
- Согласно критерию Колмогорова—Смирнова гистограммы распределения $N(\beta_1)$ для трех групп радиопульсаров не различаются с вероятностью более 80%.
- Полученные значения β_1 можно рассматривать как нижний предел реального угла β .

Использование поляризационных данных из работы Джонстона и Керра (2018) позволило провести новые вычисления угла β .

- Полученные значения β_2 , определенные по ходу позиционного угла, можно рассматривать как верхний предел реального угла β .
- Среднее значение угла оказывается близким для групп X + R и γ + R $\langle\beta_2\rangle = 49^\circ$ – 50° . В обычных радиопульсарах без зарегистрированного рентгеновского и/или гамма-излучения $\langle\beta_2\rangle = 29^\circ$.
- Согласно критерию Колмогорова—Смирнова гистограммы распределения $N(\langle\beta\rangle)$ для трех рассмотренных групп радиопульсаров не различаются с вероятностью более 50%.

Основной вывод можно сформулировать так: проведенный анализ сравнения трех групп радиопульсаров показал, что рассматриваемые группы отличаются, в среднем, по значениям (dE/dt) и B_{lc} (см. Тимиркеева, Малов, 2020), но не различаются по углам наклона с учетом дисперсий. Следовательно, структура магнитосфер у трех групп пульсаров не сильно отличается, а их различие обусловлено величиной магнитного поля на световом цилиндре, которое обеспечивает включение механизма жесткого нетеплового излучения у групп X + R и γ + R, но недостаточно для этого у нормальных радиопульсаров.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (РНФ) № 22-12-00236 (<https://rscf.ru/project/22-12-00236/>). Авторы также благодарят М.А. Китаеву и Д.А. Теплых за помощь в подготовке статьи к печати.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Джонстон, Керр (S. Johnston and M. Kerr), MNRAS **474**, 4629 (2018).
2. Манчестер и др. (R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teo, and M. Hobbs), Astron. J. **129**, 1993 (2005).
3. Поссенти и др. (A. Possenti, R. Cerutti, M. Colpi, and S. Mereghetti), Astron. Astrophys. **387**, 993 (2002).
4. Принц, Бекер (T. Prinz and W. Becker), preprint (arXiv:1511.07713) (2015).
5. Малов И.Ф., Никитина Е.Б., Астрон. журн. **94**, 598 (2017).
6. Малов, Тимиркеева (I.F. Malov and M.A. Timirkееva), Res. Astron. Astrophys. **18**, 89 (2018).
7. Тимиркеева, Малов (M.A. Timirkееva and I.F. Malov), MNRAS **485**, 5319 (2019).
8. Тимиркеева, Малов (M. Timirkееva and I. Malov), Astrophys. Space Sci. **365**, 190 (2020).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Данные выборки также представлены в виде электронных таблиц, с которыми можно ознакомиться на сайте Пушинской Радиоастрономической Обсерватории в разделе Online data. Ссылка <https://www.prao.ru/online%20data/online%20data.html>.

ВЛИЯНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНОГО ПОЛЯ НА НАГРЕВ ПОЛЯРНОЙ ШАПКИ РАДИОПУЛЬСАРА J0901–4046

© 2023 г. Д. П. Барсуков^{1*}, И. К. Морозов¹, А. Н. Попов¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 14.09.2023 г.

После доработки 26.10.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Пульсар J0901–4046 имеет период вращения $P = 75.8$ с и является наиболее медленно вращающимся среди одиночных радиопульсаров. Мы рассмотрели влияние величины мелкомасштабного магнитного поля в модели смещенного диполя на нагрев полярной шапки обратным током позитронов во внутреннем зоре пульсара. При этом предполагалось, что электрон-позитронные пары в зоре рождаются в связанных состояниях, которые затем разрываются тепловыми фотонами с поверхности звезды.

Ключевые слова: нейтронные звезды, радиопульсары.

DOI: 10.31857/S032001082312001X, **EDN:** RXHJMW

1. ВВЕДЕНИЕ

Радиопульсар J0901–4046, совместно с радиопульсаром J0250+5854 и, возможно, вместе с объектами типа GLEAM-X J162759.5–523504.3 и GPM J1839–10, входит в группу “экстремально” медленно вращающихся изолированных радиопульсаров (см., например, Бениамини и др., 2022; Тонг, 2023). Период вращения J0901–4046 равен $P = 75.89$ с (Калев и др., 2022), превосходя в 3 раза период вращения $P = 23.5$ с радиопульсара J0250+5854 (Тан и др., 2018); однако он значительно уступает периодам вращения объектов GLEAM-X J162759.5–523504.3 и GPM J1839–10, $P = 1091$ с и $P = 1318$ с соответственно (см., например, Тонг, 2023). Величина скорости увеличения периода $\dot{P} = 2.25 \times 10^{-13}$ соответствует напряженности дипольного магнитного поля на магнитном полюсе $B_{\text{dip}} = 2.6 \times 10^{14}$ Гс (Калев и др., 2022). При этом характеристический возраст пульсара J0901–4046 равен $\tau = P/2\dot{P} = 5.3 \times 10^6$ лет, а скорость потерь вращательной энергии составляет $\dot{E} = 2.0 \times 10^{28}$ эрг/с (Калев и др., 2022). Расстояние D до пульсара оценивается либо в 328 пк, либо в 467 пк (Калев и др., 2022).

Столь медленно вращающиеся пульсары лежат ниже стандартной “линии выключения” и обычно объясняются присутствием мелкомасштабной

компоненты магнитного поля на поверхности нейтронной звезды (см., например, Хибшман, Аронс, 2001; Кантор, Цыган, 2003). Другое объяснение связано со спецификой торможения пульсара, приводящей к значительному занижению величины B_{dip} при оценке по наблюдаемой величине $\dot{P}$ (см., например, Новоселов и др., 2020; Бескин, Истомин, 2022; Собьянин, 2023). Новоселов и др. (2020), а также Бескин и Истомин (2022) предполагали, что такие пульсары близки к ортогональным ротаторам ($\chi \approx 90^\circ$, где χ — угол между направлением дипольного момента $\mathbf{m}$ и угловой скоростью вращения пульсара $\mathbf{\Omega}$; см. рис. 1). Собьянин (2023) же считал, что пульсар J0901–4046 близок к соосному ротатору $\chi \approx 0^\circ$. Пульсар J0901–4046 обладает узким средним импульсом $W_{50} \approx 295$ –300 мс (Калев и др., 2022) и, следовательно, должен бы иметь большой угол χ . Однако тщательный анализ свойств его радиоизлучения, проведенный Собьяниным (2023), показал, что пульсар близок к соосному ротатору и $\chi \approx 10^\circ$. Поэтому в данной работе мы считаем, что $\chi = 10^\circ$.

Мы предполагаем, что оценка по $\dot{P}$ дает правильное значение дипольного магнитного поля B_{dip} пульсара J0901–4046. Считая, что нейтронная звезда обладает значительным мелкомасштабным магнитным полем, в рамках модели Кантор и Цыгана (2003), мы рассматриваем, как наличие этого поля влияет на нагрев полярной шапки пульсара обратным током позитронов.

*Электронный адрес: bars.astro@mail.ioffe.ru

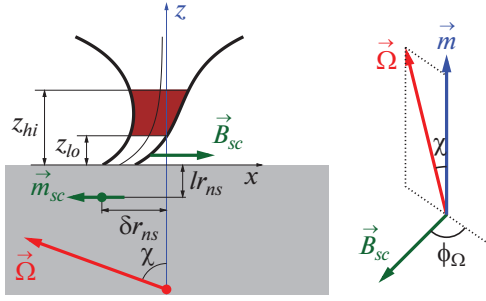


Рис. 1. Схематическое изображение пульсарной трубки: красная стрелка Ω — угловая скорость вращения пульсара; ось z — ось магнитного диполя $\mathbf{m}$; $\mathbf{m}_{sc} = -m_{sc} \mathbf{e}_x$ — эффективный магнитный момент, расположенный под поверхностью на глубине ℓ со сдвигом δ от магнитной оси для имитации мелкомасштабного магнитного поля; χ — угол между векторами $\mathbf{m}$ и Ω , ϕ_Ω — угол между вектором $\mathbf{B}_{sc}$ и плоскостью, образованной векторами $\mathbf{m}$ и Ω . Коричневой областью показано расположение пульсарного диода; z_{lo} — высота нижней обкладки диода, а z_{hi} — высота верхней обкладки диода.

2. МОДЕЛЬ

Магнитное поле вблизи магнитного полюса пульсара моделируется с использованием двух-дипольной модели Кантор и Цыгана (2003):

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \frac{3\mathbf{x}(\mathbf{x} \cdot \mathbf{m}) - \mathbf{m}r^2}{r^5} + \frac{3\rho_{sc}(\rho_{sc} \cdot \mathbf{m}_{sc}) - \mathbf{m}_{sc}\rho_{sc}^2}{\rho_{sc}^5}, \quad (1)$$

где $r = |\mathbf{x}|$ — расстояние от центра звезды, плоскость $z = 0$ соответствует поверхности нейтронной звезды, z — высота над поверхностью, $\mathbf{m} = m \mathbf{e}_z$ — дипольный магнитный момент звезды, $B_{\text{dip}} = 2m/r_{ns}^3$ (r_{ns} — радиус звезды), $\rho_{sc} = \mathbf{x} + \delta r_{ns} \mathbf{e}_x - r_{ns}(1 - \ell) \mathbf{e}_z$, $B_{sc} = 2m_{sc}/(r_{ns}\ell)^3$ — напряженность мелкомасштабного магнитного поля на магнитном полюсе звезды (рис. 1). Как и в работе Барсукова и др. (2021), мы ограничились случаем $\ell = 1/20$. Мы считали, что пульсарный диод работает в стационарном режиме со свободным истечением электронов с поверхности нейтронной звезды (Фоли и др., 1977). Для нахождения потенциала в диоде использовалось выражение (30) из работы Барсукова и др. (2016), только в отличие от работы Барсукова и др. (2016) предполагалось, что нижняя обкладка диода располагается не обязательно на поверхности звезды $z = 0$, а может находиться и на некоторой высоте $z = z_{lo}$ над поверхностью звезды (рис. 1). Высота z_{lo} выбиралась так же, как Барсуковым и др. (2009).

При рассмотрении генерации электрон-позитронных пар учитывались только фотоны изгибного излучения первичных электронов и превращение их

в пары в магнитном поле. При этом считалось, что пары рождаются в связанном состоянии (позитронии) и в дальнейшем ионизируются тепловым излучением с поверхности звезды. В настоящей работе мы пренебрегли вкладом фотонов от самой горячей полярной шапки в фотоионизацию позитрониев и учитывали только вклад фотонов с остальной поверхности звезды. Темп фотоионизации считался равным (Усов, Мелроуз, 1995)

$$\frac{dN}{dt} = W_0 \left(\frac{10^2}{\Gamma} \right)^3 \left(\frac{T_{surf}}{10^6 K} \right)^2 (1 - \cos \theta_{ns}), \quad (2)$$

где Γ — лоренц-фактор позитрония, T_{surf} — температура поверхности звезды, θ_{ns} — угол, под которым видна звезда, $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ (Усов, Мелроуз, 1995).

Следуя Барсукову и др. (2021), мы полагаем $T_{surf} = 3 \times 10^5 \text{ К}$. Мы не учитывали эффекты поляризации гамма-квантов, а также процессы расщепления фотонов и аннигиляции позитрониев. Для того, чтобы грубо оценить вклад этих процессов, мы предположили, что $(1 - f)$ позитрониев аннигилируют сразу после рождения, а оставшаяся доля f позитрониев не аннигилирует вообще. Обратный ток позитронов и вызываемый им нагрев полярной шапки вычислялись так же, как Барсуковым и др. (2016), но с учетом сдвига нижней обкладки диода на высоту z_{lo} . В частности, мощность нагрева полярной шапки L_{pc} в режимах быстрой (Аронс и др., 1979) и медленной (Хардинг, Муслимов, 2001; Любарский, 1992) экранировки оценивалась по формулам (63) и (64) Барсукова и др. (2016).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Далее приведены расчеты величин, характеризующих активность пульсара, для различных параметров задачи. Цель расчетов — выявить область параметров, при которых пульсар остается активным.

На рис. 2 показана зависимость мощности нагрева полярной шапки L_{pc} , рассчитанной в модели “медленной экранировки” (Хардинг, Муслимов, 2001; Любарский, 1992), от величины мелкомасштабного магнитного поля B_{sc} для нескольких конфигураций магнитного поля в случае, когда $W_0 = \infty$, т.е. когда позитронии мгновенно фотоионизируются или все электрон-позитронные пары рождаются в несвязанном состоянии. Для случая $\delta = 0.04$ участок $B_{sc}/B_{\text{dip}} = 0.6 - 0.7$ не показан, поскольку в этом случае диод оказывается уже в режиме вакуумного зазора и пульсар выключается. Это же правило используется на других рисунках — изображенные линии обрываются, если пульсар перестает быть активным.

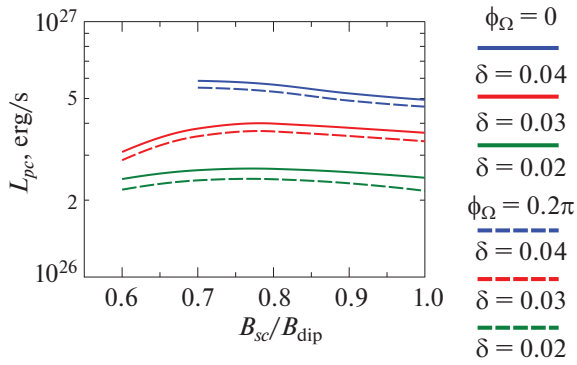


Рис. 2. Зависимость мощности нагрева полярной шапки L_{pc} для случая “медленной экранировки” (Хардинг, Муслимов 2001; Любарский 1992) от величины мелкомасштабного поля B_{sc} в случае, когда все позитроны фотонионизируются мгновенно $W_0 = \infty$. Сплошные линии отвечают условию $\phi_\Omega = 0$, штриховые — условию $\phi_\Omega = 0.2\pi$.

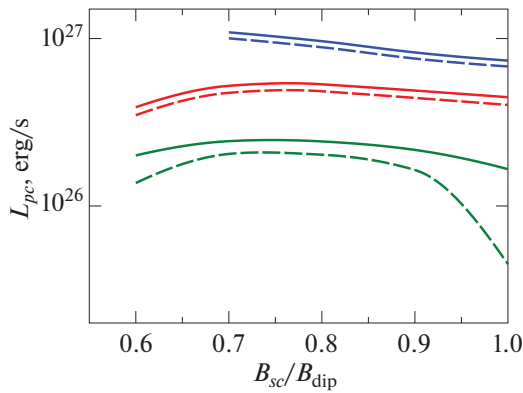


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 1$.

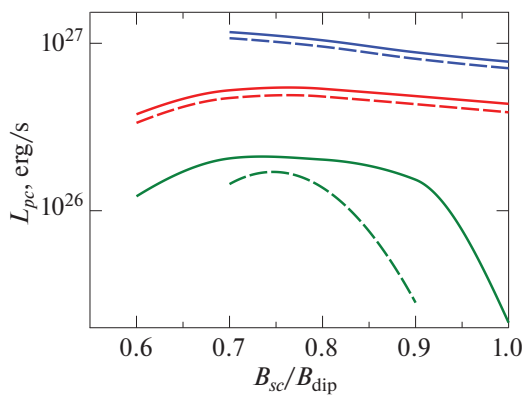


Рис. 4. То же, что на рис. 2, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 0.3$.

На рис. 3 показана аналогичная зависимость, но уже для случая, когда все пары рождаются в связанном состоянии и позже разрушаются тепло-

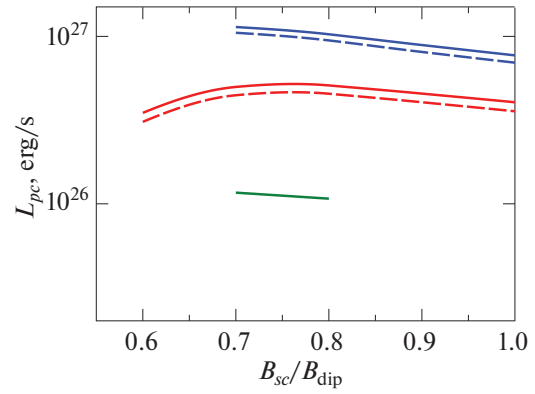


Рис. 5. То же, что на рис. 2, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 0.1$.

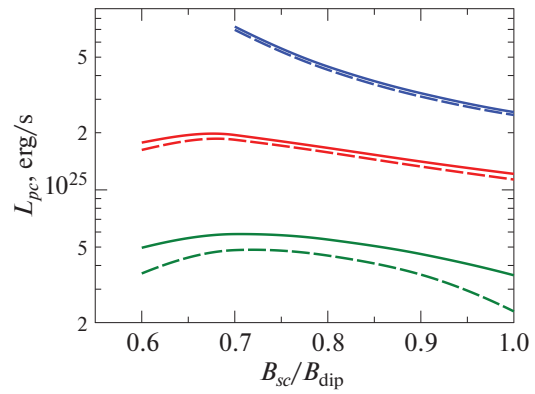


Рис. 6. То же, что на рис. 2, но для случая “быстрой экранировки” (Аронс и др., 1979).

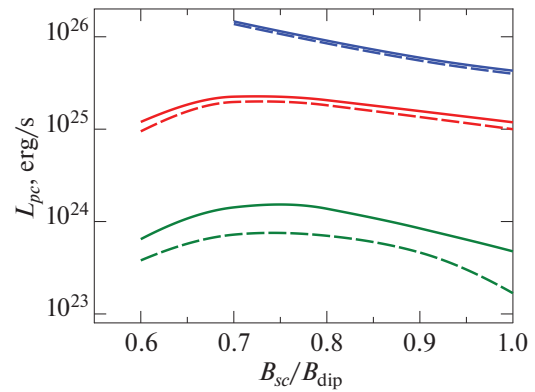


Рис. 7. То же, что на рис. 6, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 1$.

выми фотонами с поверхности нейтронной звезды ($W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 1$), т.е. при полном отсутствии расщепления фотонов и аннигиляции пози-

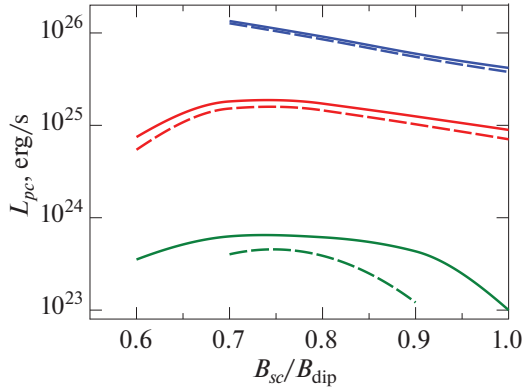


Рис. 8. То же, что на рис. 6, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 0.3$.

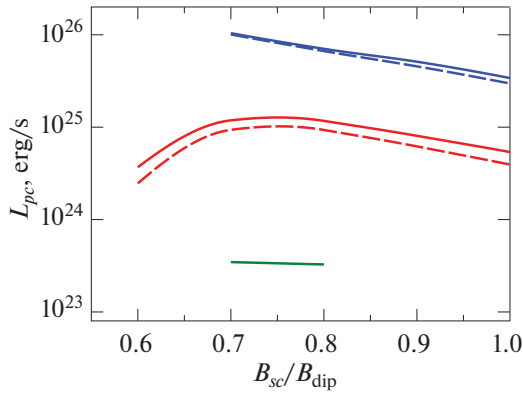


Рис. 9. То же, что на рис. 6, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 0.1$.

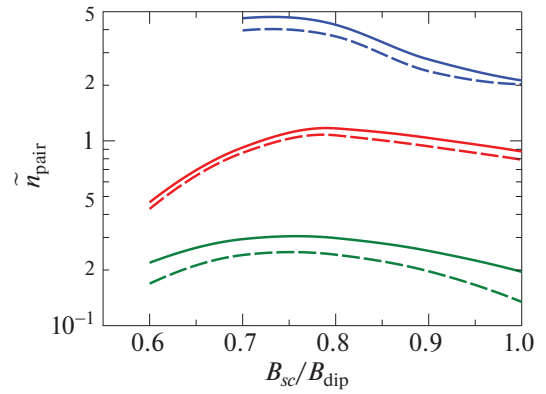


Рис. 10. Зависимость концентрации $\tilde{n}_{\text{pair}}$ электрон-позитронных пар, образовавшихся при фотоионизации позитрония, в единицах $\Omega B/(2\pi e)$ от величины мелко-масштабного поля B_{sc} при условии, что все позитронии фотоионизируются мгновенно, $W_0 = \infty$.

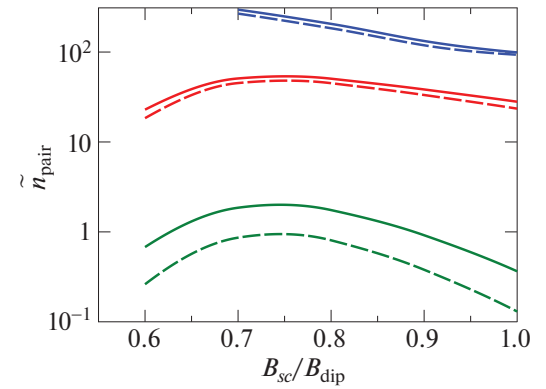


Рис. 11. То же, что на рис. 10, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ и $f = 1$.

трониев. Аналогичные зависимости при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, $f = 0.3$ и при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$, $f = 0.1$, т.е. когда пары рождаются в связанном состоянии и позитронии, частично аннигилируют, показаны, соответственно, на рис. 4 и 5. Для случая $\delta = 0.02$ изображен только участок, на котором радиопульсар активен, т.е. образовавшейся плазмы хватает, как минимум, на экранировку продольного электрического поля.

Зависимость мощности нагрева полярной шапки, рассчитанной в модели “быстрой экранировки” (Аронс и др., 1979), изображена на рис. 6–9.

На рис. 10–13 демонстрируется зависимость концентрации $\tilde{n}_{\text{pair}}$ электрон-позитронных пар, образовавшихся при фотоионизации позитрония, в единицах $\Omega B/(2\pi e)$ от величины мелко-масштабного поля B_{sc} для тех же конфигураций. Видно, что пульсар при $\delta = 0.02$ находится, в лучшем случае, на грани выключения ($\tilde{n}_{\text{pair}} \sim 1$), а при $f = 0.1$ и

$\phi\Omega = 0.8\pi$ вообще выключен. При этом из рисунков видно, что мощность нагрева полярной шапки пульсара не очень сильно зависит от величины f , пока пульсар находится в активном состоянии. Даже в случае $W_0 = \infty$ мощность нагрева полярной шапки меняется не столь заметно, однако при этом число пар $\tilde{n}_{\text{pair}}$ падает весьма существенно, сдвигая пульсар к линии выключения. Заметим, что согласно Усову и Мелроузу (1995), а также Томпсону (2008), позитроний является “стабильной” частицей и фотоны обыкновенной моды ($\parallel$ -моды) практически не расщепляются. Заметим также, что в изгибном излучении как минимум половину фотонов составляют фотоны обыкновенной моды. Поэтому, на наш взгляд, даже оценка $f = 0.3$ может несколько занижать количество образовавшихся несвязанных электрон-позитронных пар.

В настоящей работе мы пренебрегли вкладом в ионизацию позитрониев фотонами от самой полярной шапки. Здесь надо учитывать, что радиус

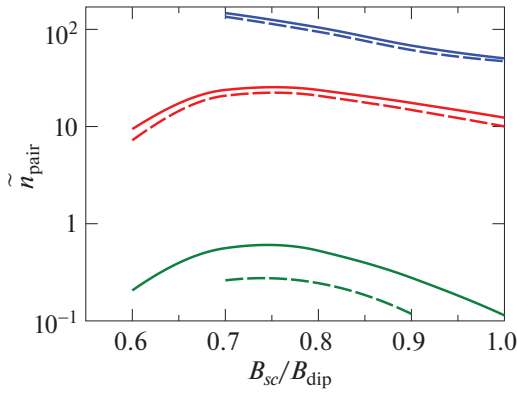


Рис. 12. То же, что на рис. 10, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$ и $f = 0.3$.

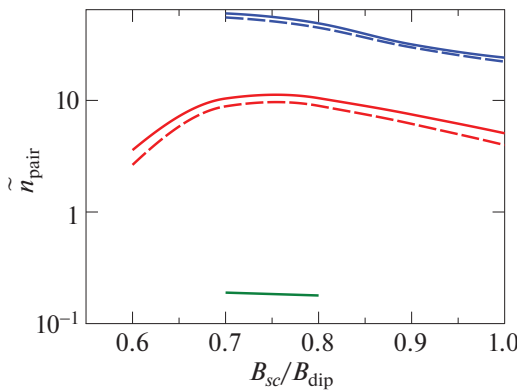


Рис. 13. То же, что на рис. 10, но при $W_0 = 6 \times 10^5 \text{ c}^{-1}$ и $f = 0.1$.

полярной шапки $r_{pc} = r_{ns} \sqrt{\Omega r_{ns}/c} \sqrt{B_{\text{dip}}/B_{\text{surf}}}$, где B_{surf} — напряженность магнитного поля на поверхности шапки, у этого пульсара очень мал $r_{pc} \approx 1.7 \times 10^{-3} r_{ns} \sqrt{B_{\text{dip}}/B_{\text{surf}}}$. Для рассмотренных конфигураций поля он в 3–30 раз меньше высоты верхней обкладки диода z_{hi} (рис. 1). Поэтому, несмотря на большую температуру поверхности шапки $T_{pc} \sim (0.3–1.3) \times 10^6 \text{ K}$, даже в самом лучшем из рассмотренных случаев ($\delta = 0.04$ и $B_{sc} = 0.7 B_{\text{dip}}$) фотоны с нее дают меньше 10% всех фотоионизированных пар. В большинстве же случаев фотоионизированных ими пар не хватит даже на то, чтобы образовавшаяся плазма смогла заэкранировать продольное электрическое поле.

Сравнивая рассмотренную в данной работе модель пульсара J0901–4046 с моделью Собьянина (2023), следует отметить следующее. Основным недостатком данной работы является очень узкий диапазон параметров мелкомасштабного поля, при

котором радиопульсар находится в активном состоянии, в отличие от модели Собьянина (2023), в рамках которой пульсар работает даже при “чисто дипольном” магнитном поле. Однако в рамках нашей модели удастся ограничиться магнитными полями на поверхности нейтронной звезды порядка $B_{\text{surf}} \sim 5 \times 10^{14} \text{ Гс}$, не меняя при этом значения дипольного поля $B_{\text{dip}} \approx 2.6 \times 10^{14} \text{ Гс}$. В модели Собьянина необходимо увеличить дипольное магнитное поле как минимум до значений $B_{\text{dip}} \gtrsim 2.7 \times 10^{16} \text{ Гс}$. Пока количество столь медленных изолированных радиопульсаров, которые, как считается, являются нейтронными звездами (а не белыми карликами), измеряется в штуках (Бениамини и др., 2023), оба варианта объяснения их работы: и уменьшение радиуса кривизны силовых линий магнитного поля в данной работе, и увеличение дипольного магнитного поля по Собьянину (2023) и Новоселову и др. (2020), являются на наш взгляд равнозначными. Однако в случае открытия большого количества подобных объектов, видимо, стоит отдать предпочтение моделям Собьянина (2023) и Новоселова и др. (2020).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аронс и др. (J. Arons, W.M. Fawley, and E.T. Scharlemann), *Astrophys. J.* **231**, 854 (1979).
2. Д.П. Барсуков, П.И. Полякова, А.И. Цыган, *Астрон. журн.* **86**, 1227 (2009) [D.P. Barsukov, P.I. Polyakova, and A.I. Tsygan, *Astron. Rep.* **53**, 1146 (2009)].
3. Д.П. Барсуков, О.А. Гогличидзе, А.И. Цыган, *Астрон. журн.* **93**, 569 (2016) [D.P. Barsukov, O.A. Goglichidze, and A.I. Tsygan, *Astron. Rep.* **60**, 586 (2016)].
4. Барсуков и др. (D.P. Barsukov, A.A. Matevosyan, I.K. Morozov, A.N. Popov, and M.V. Vorontsov), *J. Phys.: Conf. Ser.* **2103**, 012034 (2021).
5. Бениамини и др. (P. Beniamini, Z. Wadiasingh, J. Hare, K.M. Rajwade, G. Younes, and A.J. Van der Horst), *MNRAS* **520**, 1872 (2023).
6. Бескин, Истомин (V.S. Beskin and A.Yu. Istomin), *MNRAS* **516**, 5084 (2022).
7. Калев и др. (M. Caleb, I. Heywood, K. Rajwade, M. Malenta, B.W. Stappers, E. Barr, W. Chen, V. Morello, et al.), *Nature Astron.* **6**, 828 (2022).
8. Кантор Е.М., Цыган А.И., *Астрон. журн.* **80**, 665 (2003) [E.M. Kantor and A.I. Tsygan, *Astron. Rep.* **47**, 615 (2003)].
9. Любарский (Yu.E. Lyubarskii), *Astron. Astrophys.* **261**, 544 (1992).

10. Новоселов и др. (E.M. Novoselov, V.S. Beskin, A.K. Galishnikova, M.M. Rashkovetskyi, and A.V. Biryukov), MNRAS **494**, 3899 (2020).
11. Собьянин (D.N. Sob'yanin), Phys. Rev. D **107**, L081301 (2023).
12. Тан и др. (C.M. Tan, C.G. Bassa, S. Cooper, T.J. Dijkema, P. Esposito, J.W.T. Hessels, V.I. Kondratiev, M. Kramer, et al.), Astrophys. J. **866**, 54 (2018).
13. Томпсон (C. Thompson), Astrophys. J. **688**, 1258 (2008).
14. Тонг (H. Tong), *On the nature of long period radio pulsar GPM J1839-10: death line and pulse width*, arXiv:2307.14829 (2023).
15. Усов, Мелроуз (V.V.Usov and D.B. Melrose), Australian J. Phys. **48**, 571 (1995).
16. Фоли и др. (W.M. Fawley, J. Arons, and E.T. Scharlemann), Astrophys. J. **217**, 227 (1977).
17. Хардинг, Муслимов (A.K. Harding and A.G. Muslimov), Astrophys. J. **556**, 987 (2001).
18. Хибшман, Аронс (J.A. Hirschman and J. Arons), Astrophys. J. **554**, 624 (2001).

ТОКОВЫЙ СЛОЙ КАК ОПТИМАЛЬНЫЙ СИНХРОТРОННЫЙ МАЗЕР НА РАДИОПУЛЬСАРЕ

© 2023 г. С. А. Корягин^{1,2*}

¹Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

²Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 15.09.2023 г.

После доработки 25.10.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

На примере релятивистской плазмы с изотропным моноэнергетическим распределением электронов и позитронов показано, что в мазерном режиме максимальное возможное усиление синхротронного излучения на расстоянии в длину волны достигается в среде, где плотность энергии магнитного поля порядка плотности энергии частиц. Указанное соотношение плотностей энергии соответствует токовому слою (типа слоя Харриса). Получены лоренц-фактор электронов 350 и индукция магнитного поля 10 кГс в области мазерного радиоизлучения для пульсара в Крабовидной туманности. Оценка предполагает, что оптическое и когерентное радиоизлучение объекта происходит от одного синхротронного источника в форме токового слоя. Диаметр источника должен превышать радиус светового цилиндра примерно в 6 раз, чтобы мазерное волновое поле взаимодействовало с частицами в линейном режиме, в частности, сохраняло свою фазовую скорость выше скорости света в вакууме — необходимое условие для синхротронной неустойчивости.

Ключевые слова: когерентное излучение, радиопульсары.

DOI: 10.31857/S0320010823120045, **EDN:** RXMCRZ

1. ВВЕДЕНИЕ

Мазерный механизм синхротронного излучения традиционно привлекается для интерпретации радиоисточников с высокой яркостной температурой: Крузиусом и Шликейзером (1988) как возможный усилитель в молекулярном мегамазере, Спадой и др. (1999) для релятивистского радиоджета с быстрой переменностью, Сагивом и Ваксманом (2002) для послесвечения гамма-всплеска, Хангуляном и др. (2022) для быстрого радиовсплеска (FRB). Необходимую для мазерного излучения инверсию населенности по энергии способна создать ударная волна в плазменном потоке (Любарский, 2006).

В вакууме невозможно достичь отрицательного коэффициента поглощения синхротронного излучения в случае изотропного распределения частиц при любом энергетическом профиле последнего (Уайлд и др., 1963). Мазерный эффект в вакууме требует распределения электронов, которое резко менялось бы по направлению импульса на масштабе порядка ширины диаграммы направленности спонтанного синхротронного излучения одной частицы — типа кольца в пространстве импульсов

или распределения с конусом потерь. Создать такое релятивистское распределение не тривиально в астрофизических условиях. Вместе с тем мазерное синхротронное излучение реализовано в лаборатории в случае узкоколлимированного релятивистского пучка с разбросом по энергии менее 1% (Арп и др., 2001).

Если распределение частиц квазиизотропно в секторе направлений импульса порядка узкой диаграммы направленности синхротронного излучения, то для мазерного эффекта необходима среда, где фазовая скорость волн превышает вакуумную скорость света c — показатель преломления меньше единицы. Такая среда, например плазма, резко подавляет спектральную мощность синхротронного излучения на фиксированной частоте для электронов выше определенной энергии — эффект Цытовича–Разина. Снижение спектральной мощности излучения (и пропорционального ей эйнштейновского коэффициента спонтанного излучения) быстрее чем обратно пропорционально квадрату энергии релятивистской частицы эквивалентно тому, что вероятность фотоиндуцированного перехода вверх по энергии на квант $\hbar\omega$ (с поглощением фотона) становится ниже, чем аналогичная вероятность перехода вниз с излучением фотона —

*Электронный адрес: koryagin@ipfran.ru

в среднем по диаграмме излучения частицы на частоте ω (или эквивалентно в среднем по направлениям импульсов частиц, эффективно излучающих в заданном направлении); см. (Железняков, 1966; Мак-Крей, 1966).¹ Такое соотношение вероятностей переходов и есть мазерное излучение.

В плазме фазовая скорость волны возрастает с понижением частоты, поэтому в случае квазиизотропного распределения частиц мазерный эффект реализуется в диапазоне ниже определенной частоты (зависящей от энергии электронов с инверсией населенности). Логарифмический коэффициент усиления излучения (отрицательная оптическая толщина) приобретает не экспоненциально малые значения, только если мазерный диапазон располагается ниже частоты максимума вакуумного спонтанного синхротронного излучения электрона. Поэтому астрофизический синхротронный мазер демонстрирует два отличительных максимума в своем спектре: низкочастотный с когерентным излучением и высокочастотный как в некогерентном источнике (Железняков и др., 2000).

Пульсары с излучением в радио- и рентгеновском диапазонах представляют собой источники с двумя максимумами в своем спектре (Тимиркеева и Малов, 2020) — в частности, наиболее изученный пульсар в Крабовидной туманности. Ультрафиолетовый максимум в спектральной плотности потока последнего ассоциирует с некогерентным синхротронным излучением источника вблизи светового цилиндра и возможным самопоглощением на низкочастотном крыле (Шкловский, 1970; Бьернсон и др., 2010; Соллерман и др., 2019). Одинаковое положение главного импульса по фазе вращения объекта в радио, оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах свидетельствует в пользу формирования широкополосного излучения в одном источнике (Бюхлер и Бландфорд, 2014; Эйлек и Ханкинс, 2016).

Обсуждение мазерного механизма синхротронного излучения на радиопульсаре, по-видимому, сдерживалось высоким значением характерной нерелятивистской циклотронной частоты на световом цилиндре (и тем более в полярной шапке) —

существенно выше радиодиапазона. Однако указанное ограничение отсутствует в экваториальном токовом слое (топологически подобном гелиосферному токовому слою), который формируется в пульсарном ветре непосредственно за световым цилиндром и примыкает к последней закрытой силовой линии в магнитосфере пульсара (Прокофьев и др., 2017; Бескин, 2018). В центральной плоскости токового слоя (типа слоя Харриса) магнитное поле обращается в нуль. Церутти и др. (2016а; б) рассчитали некогерентное синхротронное излучение от экваториального (оптически тонкого) токового слоя для пульсара типа объекта в Крабовидной туманности: в оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах.

Статья скомпонована следующим образом. Раздел 2 качественно поясняет природу депрессии синхротронного излучения энергичных электронов в среде с показателем преломления меньше единицы — причины мазерного эффекта при наличии инверсии населенности. Раздел 3 решает задачу о максимальном коэффициенте усиления синхротронного излучения и показывает, что в релятивистском токовом слое усиление радиационной интенсивности в полтора раза достижимо на расстоянии всего лишь порядка длины волны излучения (что существенно короче толщины слоя). Поэтому уровень выходящего из слоя мазерного радиоизлучения определен не коэффициентом усиления (в линейном режиме), а уровнем насыщения волнового поля (сильно возмущающего траектории частиц и изменяющего показатель преломления среды). Раздел 4 устанавливает физические условия в мазерном источнике пульсара в Крабовидной туманности исходя из параметров его радио- и ультрафиолетового максимумов спектральной плотности потока и налагает ограничение на размер и положение источника, полагая насыщение радиоизлучения на уровне релятивистской напряженности. Последняя обсуждалась Согласно (2007) в приложении к наносекундным гигантским радиоимпульсам пульсара. Заключение резюмирует основные выводы.

2. ДЕПРЕССИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СРЕДЕ КАК ПРИРОДА МАЗЕРНОГО МЕХАНИЗМА

В вакууме в диапазоне частот ω ниже частоты максимума синхротронного излучения электрона спектральная гармоника в некотором направлении $\mathbf{n}$ формируется на короткой дуге ларморовской окружности длиной $\Delta\Phi \sim (R_{\perp} k_{\perp})^{-1/3}$ рад, где частица отстает от узлов (нулей напряженности) поля излучаемой компоненты на расстояние порядка $1/k_{\perp}$ (Вестфолд, 1959). Здесь $R_{\perp} \approx c \sin(\theta)/\Omega_B$ — радиус ларморовской окружности, $k_{\perp} = (\omega/c) \sin \theta$ — поперечная к магнитному

¹ При синхротронном поглощении кванта $\hbar\omega$ релятивистские электроны из интервала энергии $dE \ll \hbar\omega$ переходят в больший объем импульсов $4\pi(E + \hbar\omega)^2 dE/c^3$, чем при индуцированном излучении с сокращением занимаемого объема до значения $4\pi(E - \hbar\omega)^2 dE/c^3$. Указанные объемы пропорциональны числу квантовых состояний, в которые попадает электрон при соответствующем радиационном процессе. Мазерный режим требует, чтобы с повышением энергии частицы вероятность спонтанного излучения уменьшалась быстрее, чем растет число квантовых состояний электрона на единичный интервал его энергии.

полю составляющая волнового вектора, Ω_B — частота циклотронного вращения релятивистского электрона, θ — угол между импульсом частицы (волновым вектором) и магнитным полем.² Для указанных частот ω электрон отстает от ближайшего узла поля за счет отклонения циклотронного вращения от равномерного прямолинейного движения в направлении $\mathbf{n}$: $R_\perp(\Delta\Phi - \sin \Delta\Phi) \approx 1/k_\perp$.

Плазма с диэлектрической проницаемостью $1 - \omega_{L\text{eff}}^2/\omega^2$ повышает фазовую скорость электромагнитной волны на величину $\delta v_{\text{ph}} \approx c\omega_{L\text{eff}}^2/(2\omega^2)$ по сравнению с вакуумной скоростью света c . Тем самым среда способствует дополнительному убеганию узлов волны от частицы на расстояние $\delta L = \delta v_{\text{ph}}\tau$ за время $\tau = \Delta\Phi/\Omega_B$ формирования излучения. Спектральная мощность синхротронного излучения экспоненциально уменьшается по сравнению с вакуумным уровнем (см. формулу (10.94) в монографии Железнякова, 1997), если на расстоянии δL набежит значительная фаза волны

$$\frac{\omega}{c}\delta L \sim \frac{\omega_{L\text{eff}}^2}{\omega^{4/3}(\Omega_B \sin \theta)^{2/3}} \gtrsim 1. \quad (1)$$

Условие (1) депрессии излучения эквивалентно высокому лоренц-фактору частицы

$$\Gamma_0 \gtrsim \frac{\omega_{L\text{eff}}^3}{\omega^2 \omega_B \sin \theta},$$

от которого зависит гирочастота $\Omega_B = \omega_B/\Gamma_0$ (а через последнюю — время взаимодействия $\tau \propto \Omega_B^{-2/3} \propto \Gamma_0^{2/3}$). Здесь $\omega_B = eB/(m_e c)$ — нерелятивистская циклотронная частота в магнитном поле B ; e — элементарный заряд; m_e — масса покоя электрона.

Экспоненциальное (более быстрое, чем $1/\Gamma_0^2$) снижение спектральной мощности спонтанного излучения на частоте ω с повышением лоренц-фактора Γ_0 одновременно означает, что эйнштейновский коэффициент спонтанного перехода так же экспоненциально уменьшается с увеличением энергии частицы. Настолько резкая зависимость эйнштейновского коэффициента обеспечивает более высокую вероятность индуцированного излучения фотонов, чем их поглощения при моноэнергетическом квазиизотропном распределении электронов (Железняков, 1966; Мак-Крей, 1966). В случае произвольного квазиизотропного распределения частиц мазерное усиление реализуется, если число высокоэнергичных электронов с мазерным излучением превышает число низкоэнергичных электронов с положительным поглощением на той же частоте ω .

² Значения $R_\perp$, $k_\perp$ и $\Delta\Phi$ одинаковы в лабораторной системе отсчета и системе, движущейся с продольной скоростью электрона.

3. МАКСИМАЛЬНЫЙ КОЭФФИЦИЕНТ МАЗЕРНОГО УСИЛЕНИЯ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Найдем условие, при котором пространственный инкремент $-\mu$ (логарифмический коэффициент усиления на трассе единичной длины) для интенсивности синхротронного излучения на фиксированной частоте ω достигает максимального значения. Если эрмитова часть $1 - \omega_{L\text{eff}}^2/\omega^2$ высокочастотной диэлектрической проницаемости среды обусловлена фоновыми нерелятивистскими электронами (и позитронами), то пространственный инкремент $-\mu$ линейно пропорционален концентрации n_{rel} релятивистской фракции. Такая линейная зависимость ограничена требованием, что релятивистские частицы вносят малый вклад в плазменную частоту $\omega_{L\text{eff}}$ среды, так что концентрация n_{rel} не влияет на относительное положение частоты ω внутри диапазона мазерного излучения

$$\omega \lesssim \frac{\omega_{L\text{eff}}^{3/2}}{(\Omega_B \sin \theta)^{1/2}} \quad (2)$$

(неравенства (1) и (2) эквивалентны).

Дальнейшее увеличение инкремента $-\mu$ достигнимо заменой “холодной” фоновой плазмы на релятивистские частицы с сохранением плазменной частоты $\omega_{L\text{eff}}$. Таким образом, релятивистская плазма без “холодной” компоненты создает максимальный инкремент $-\mu$. В этом случае рост концентрации n_{rel} повышает параметр $\omega_{L\text{eff}} \propto n_{\text{rel}}^{1/2}$, а следовательно, и фазовую скорость волн на частоте ω . Последнее нарушает линейную зависимость инкремента $-\mu$ от концентрации n_{rel} и обуславливает искомый максимум усиления.

Используем в качестве модели релятивистскую плазму с изотропным моноэнергетическим распределением электронов и позитронов (с лоренц-фактором Γ_0). Технически удобнее рассмотреть логарифмический коэффициент усиления G -интенсивности синхротронного излучения (отрицательную оптическую толщину) не на единичной длине, а на трассе в длину волны $2\pi c/\omega$:

$$\begin{aligned} G^{\text{def}} - \mu \frac{2\pi c}{\omega} &= -\frac{3\sqrt{3}\pi}{8} \frac{\omega_B^2 \sin^2 \theta}{\omega_{L\text{eff}}^2 \Gamma_0^2} z_0 \Phi(z_0) = \\ &= -\frac{\sqrt{3}\pi \sin^2 \theta}{4 \beta_{\text{pl}}} z_0 \Phi(z_0). \end{aligned} \quad (3)$$

Выражение (3) представляет собой среднее арифметическое от отличающихся между собой коэффициентов усиления для линейно-поляризованных собственных волн в электронно-позитронной плазме (дихроизм не учитываем) и следует из

формулы (17.31) в монографии Железнякова (1997). Параметр

$$z_0 = \frac{2\omega_{L\text{eff}}^3 \Gamma_0}{3\omega^2 \omega_B \sin \theta} = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\beta_{\text{pl}}^{3/2} \sin^3 \theta}{s^2} \quad (4)$$

пропорционален левой части неравенства (1). Плазменная частота

$$\omega_{L\text{eff}} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_{\text{rel}}}{m_e \Gamma_0}} = \frac{\omega_{L0}}{\sqrt{\Gamma_0}} \quad (5)$$

задана выражением (4.86) в монографии Железнякова (1997); θ — угол между волновым вектором и локальным магнитным полем.

В качестве меры магнитной индукции используем номер синхротронной гармоники $s = \omega \Gamma_0 \sin^2(\theta) / \omega_B$, на которой излучают электроны в направлении θ на частоте ω . В свою очередь, давление плазмы $P_{\text{pl}} = n_e \Gamma_0 m_e c^2 / 3$ характеризуем его отношением к магнитному давлению $P_{\text{mag}} = B^2 / (8\pi)$ посредством “плазменного бета” $\beta_{\text{pl}} \stackrel{\text{def}}{=} P_{\text{pl}} / P_{\text{mag}} = 2\omega_{L\text{eff}}^2 \Gamma_0^2 / (3\omega_B^2)$. Коэффициент усиления (3) зависит от параметров $\omega_{L\text{eff}}$, ω_B и Γ_0 лишь через величины s и β_{pl} .

Функция

$$\Phi(z_0) = \frac{d}{dz_0} \left(z_0^2 \int_{z_0}^{\infty} K_{5/3}(\zeta) d\zeta \right) \quad (6)$$

принимает отрицательное, а логарифмический коэффициент усиления (3) — положительное значение в интервале параметра $z_0 > 1.35$ (ср. с неравенством (1); $K_{5/3}$ — функция Макдональда). Согласно определению (4), необходимое для мазерного усиления значение $z_0 > 1.35$ достижимо лишь в плазме с параметром

$$\beta_{\text{pl}} > \frac{1.07 s^{4/3}}{\sin^2 \theta} \geq 1.07 \quad (7)$$

(давление среды превышает магнитное).

Функция $z_0 \Phi(z_0)$ достигает минимума -0.63 в точке $z_0 = 3.13$ и далее экспоненциально уменьшается по абсолютной величине в области $z_0 \gg 1$. Поэтому положительный, но не экспоненциально малый коэффициент усиления (3) реализуется при аргументе (4) порядка тройки, что фиксирует произведение $\sqrt{3} z_0 \Phi(z_0) / 4|_{z_0=3} \approx 0.85$ в формуле (3). Тогда коэффициент усиления (3) в области своих не экспоненциально малых значений обратно пропорционален плазменному параметру β_{pl} . С учетом неравенства (7), коэффициент усиления G достигает своего максимального возможного значения

$G_{\text{max}} \approx 0.47$ в среде с плазменным параметром $\beta_{\text{pl}} \approx (2z_0^2/3)^{1/3}|_{z_0=3} \approx 1.8$ в направлении поперек локального магнитного поля (см. формулу (4)). Максимум усиления приходится на частоты порядка первой синхротронной гармоники, совпадающей с частотой $\omega_{L\text{eff}}$ отсечки электромагнитных волн при $\beta_{\text{pl}} \sim 1$.

Равенство по порядку величины магнитного и плазменного давлений ($\beta_{\text{pl}} \sim 1$) типично для структуры, удерживаемой собственным магнитным полем, например, токового слоя. В частности, релятивистский токовый слой (типа слоя Харриса) “автоматически” создает максимальный возможный пространственный инкремент для синхротронного излучения с частотой порядка частоты отсечки электромагнитных волн в плазме (при распространении поперек слоя). Интенсивность излучения возрастает в $\exp(G_{\text{max}}) = 1.6$ раза на трассе в одну длину волны. Поскольку толщина слоя намного превосходит длину волны, то уровень выходящего излучения обусловлен не коэффициентом усиления в линейном режиме, а механизмом насыщения неустойчивости.

4. ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ В ИСТОЧНИКЕ МАЗЕРНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Спектральная плотность F_ν наблюдаемого радиоизлучения от пульсара в Крабовидной туманности достигает максимума на частоте $\nu_{\text{m rad}} \approx 100$ МГц, практически обрывается в ноль в диапазоне ниже максимума и спадает по крутому степенному закону примерно $F_\nu \propto \nu^{-3}$ выше максимума (Бюхлер и Бландфорд, 2014); $\nu = \omega / (2\pi)$.

В отличие от окружающей Крабовидной туманности, пульсар не зарегистрирован на частотах примерно выше 30 ГГц до ближнего инфракрасного диапазона — в фильтре L , 3.5 мкм. В инфракрасных лучах и оптике пульсирующая спектральная плотность потока медленно возрастает по степенному закону $F_\nu \propto \nu^{\alpha_{\text{opt}}}$ с показателем $\alpha_{\text{opt}} = 0.16 \pm 0.07$, где разброс 0.07 соответствует доверительной вероятности 68% (Соллерман и др., 2019). Плотность потока достигает максимума в ультрафиолете на частоте $\nu_{\text{m UV}} \approx 2 \times 10^{15}$ Гц (энергия фотона 8 эВ) и спадает по степенному закону $F_\nu \propto \nu^{-2/3}$ в мягком рентгене (энергия фотона ниже 10 кэВ).

В силу уменьшения плотности потока F_ν медленнее чем ν^{-1} интегральная по частоте энергия пульсирующего излучения сосредоточена в жестком рентгене — в интервале энергий фотонов 10–500 кэВ, — где произведение νF_ν достигает

своего максимума $(\nu F_\nu)_{\max} = 1.5 \times 10^{-9}$ эрг/(см² · с). В гамма-диапазоне “интегральный” по частоте поток νF_ν сначала падает, но далее демонстрирует плато на уровне $(\nu F_\nu)_\gamma = 4 \times 10^{-10}$ эрг/(см² · с) в полосе энергий фотонов 30–4000 МэВ.

Модель синхротронного лазера ассоциирует частоту радиомаксима $\nu_{\text{m rad}}$ с частотой $\omega_{\text{msr}}/(2\pi)$ максимума коэффициента мазерного усиления. В случае токового слоя (как системы с плазменным параметром $\beta_{\text{pl}} \sim 1$) частота ω_{msr} порядка эффективной плазменной частоты (5) в источнике, которая совпадает с частотой гировазращения электронов в крыле токового слоя ω_B/Γ_0 (в центральной плоскости слоя Харриса магнитное поле нулевое; см. обзор Кочаровского и др. (2016) о самосогласованных токовых структурах).

Лоренц-фактор Γ_0 обозначает характерную энергию $E_0 = \Gamma_0 m_e c^2$, где создана инверсия населенности в распределении электронов (и позитронов) по импульсу: распределение частиц dN/dE по энергии E возрастает быстрее чем E^2 . Закон спадания распределения dN/dE выше энергии E_0 не принципиален для мазерного эффекта, в частности, может быть степенным, чтобы обеспечить указанный выше степенной профиль плотности потока в мягком и жестком рентгене.

Бьёрнсон и др. (2010) обосновали, что наблюдаемый инфракрасный и оптический спектры F_ν , переходящие в ультрафиолетовый максимум пульсара, не противоречат резкому обрыву функции распределения электронов и позитронов ниже некоторой энергии (инверсии населенности), хотя обрыв и не обязателен. В этом случае частота $\nu_{\text{m UV}}$ ультрафиолетового максимума порядка частоты $\omega_B \Gamma_0^2/(4\pi)$ максимума спонтанного синхротронного излучения частиц на обрыве функции распределения dN/dE .

По частотам радио- и ультрафиолетового максимумов определяем лоренц-фактор частиц

$$\Gamma_0 = \left(\frac{2\nu_{\text{m UV}}}{\nu_{\text{m rad}}} \right)^{1/3} = 340 \quad (8)$$

и магнитное поле в источнике (на периферии токового слоя)

$$B = \frac{2\pi m_e c}{e} (2\nu_{\text{m UV}})^{1/3} \nu_{\text{m rad}}^{2/3} = 12 \text{ кГс}. \quad (9)$$

Описанное в начале раздела плато в гамма-лучах с энергией $\hbar\omega = 30\text{--}4000$ МэВ включает в себя энергию электрона $\Gamma_0 m_e c^2 = 170$ МэВ с лоренц-фактором (8). Уровень гамма-плато $(\nu F_\nu)_\gamma$

не должен превышать поток излучения от обратного комптоновского рассеяния частицами с лоренц-фактором (8) мягких рентгеновских фотонов с характерной энергией

$$\hbar\omega_{\text{seed}} = m_0 c^2 / (2\Gamma_0)^2 = 0.38 \text{ кэВ}. \quad (10)$$

Последняя обозначает границу перехода от томсоновского к уменьшающемуся с энергией фотона клейн-нишиновскому сечению рассеяния.

Мощности комптоновского и синхротронного излучения электрона равны, если в источнике совпадают плотности энергии рассеиваемых фотонов (в квазитомсоновском режиме) и статического магнитного поля. Уровень гамма-плато $(\nu F_\nu)_\gamma$ примерно в $Q = 5$ раз превышает “интегральный” поток синхротронного излучения $(\nu F_\nu)_{\text{UV}} = 0.8 \times 10^{-10}$ эрг/(см² · с) в ультрафиолетовом максимуме спектра F_ν на частоте $\nu_{\text{m UV}}$. При таком отношении потоков плотность энергии W_{seed} комптоновски рассеиваемого излучения из диапазона (10) превышает плотность энергии магнитного поля (9) не более чем в Q раз:

$$W_{\text{seed}} \leq QB^2/(8\pi), \quad (11)$$

что ограничивает снизу характерный диаметр $d_\perp$ источника.

Считаем ширину диаграммы $\Delta\phi$ излучения источника равной интервалу фаз вращения пульсара, которую занимает главный импульс в оптике с длительностью $\Delta t_{\text{opt}} = 1.5$ мс при периоде вращения объекта $T = 33$ мс: $\Delta\phi/(2\pi) = \Delta t_{\text{opt}}/T$ (Голден и др., 2000). Сформированный источником луч сохраняет свое начальное поперечное сечение $s_{\perp 0} = \pi d_\perp^2/4$ в прожекторной зоне — до удаленности $l_{\text{proj}} = d_\perp/\Delta\phi$ от точки генерации. Далее сечение луча возрастает пропорционально квадрату расстояния r от точки выхода из источника как $s_\perp(r) = s_{\perp 0}(r/l_{\text{proj}})^2 = \pi(r\Delta\phi)^2/4$ в соответствии с шириной $\Delta\phi$ диаграммы направленности.

Плотность энергии W_{seed} комптоновски рассеиваемого излучения в источнике оцениваем по наблюдаемому потоку в максимуме главного импульса $(\nu F_\nu)_{\text{seed}} 2\pi/\Delta\phi$ на расстоянии $D = 2$ кпк от пульсара до Земли как $c^{-1}[(\nu F_\nu)_{\text{seed}} 2\pi/\Delta\phi] s_\perp(r = D)/s_{\perp 0}$, где $(\nu F_\nu)_{\text{seed}} = 4 \times 10^{-10}$ эрг/(см² · с) — средний по периоду вращения пульсара поток в фотонах с энергией (10). Обсуждаемое ограничение (11) на плотности энергии задает минимальный диаметр источника

$$d_\perp > \frac{4\pi D}{B} \sqrt{\frac{(\nu F_\nu)_{\text{seed}} \Delta\phi}{cQ}} = 1800 \text{ км}. \quad (12)$$

В свою очередь, мазер работает в линейном режиме (наводимые в плазме токи линейно пропорциональны амплитуде усиливаемой волны), пока

напряженность поля в радиодиапазоне ниже так называемой релятивистской напряженности

$$E_{\text{rel}} = 2\pi\nu_{\text{m rad}} m_e c / e \quad (13)$$

(Ландау и Лифшиц, 2003).³ В противном случае возмущенное волной движение электрона достигает околосветовой скорости в локальной системе отсчета, перемещающейся вдоль исходной винтовой траектории частицы. Как следствие, осцилляторное смещение частицы в пространстве, а вместе с ним и амплитуда тока поляризации среды (определяющего эрмитову часть диэлектрической проницаемости) выходит на постоянное значение, не зависящее от напряженности волны. Насыщение тока эквивалентно снижению отличию показателя преломления среды от единицы (по сравнению со значением в линейном приближении по полю). Фазовая скорость сильной волны возвращается к вакуумной скорости света — нарушается необходимое условие для мазерного синхротронного излучения.

Заменяем в предыдущих абзацах (об обратном комптоновском рассеянии) плотность энергии статического магнитного поля $B^2/(8\pi)$ на плотность энергии волнового поля $E_{\text{rel}}^2/(8\pi)$ с амплитудой (13), а поток фотонов с энергией (10) на поток в радиодиапазоне $(\nu F_\nu)_{\text{rad}} = 2 \times 10^{-14}$ эрг/(см² · с). Подобно формуле (12) с заменой $Q = 1$, получаем ограничение на диаметр источника по максимальной возможной напряженности мазерного поля в радиодиапазоне

$$d_\perp > \frac{2eD}{m_e c \nu_{\text{m rad}}} \sqrt{\frac{(\nu F_\nu)_{\text{rad}} \Delta\phi}{c}} = 9500 \text{ км.} \quad (14)$$

Если нижняя граница (12) почти равна радиусу светового цилиндра $cT/(2\pi) = 1600$ км для пульсара в Крабовидной туманности, то минимальный диаметр (14) источника в 6 раз превосходит данные размеры. Поэтому единый источник некогерентного и когерентного синхротронного излучения должен располагаться дальше светового цилиндра — в пульсарном ветре. Мазер непосредственно около светового цилиндра или во внутренней магнитосфере пульсара требует обоснования своей работы в режиме “сверхрелятивистской” напряженности волнового поля.

³ В оптическом диапазоне релятивистски сильное поле достигнуто в экспериментах конца 1990-х годов по усилению линейно-частотно-модулированных лазерных импульсов, где плотность потока сфокусированного излучения превысила 10^{18} Вт/см²; см. обзоры Пьяцци и др. (2012), Дансона и др. (2019), а также описание эксперимента Гинзбурга и др. (2010).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Релятивистский токовый слой с инверсией населенности в распределении электронов (и позитронов) обеспечивает максимальное возможное мазерное усиление интенсивности синхротронного излучения: в 1.6 раза на трассе в одну длину волны. Максимум инкремента расположен вблизи плазменной частоты в центре слоя. Частота максимума совпадает также с гирочастотой релятивистского электрона на периферии токового слоя (типа слоя Харриса).

Частота ультрафиолетового максимума спектральной плотности потока некогерентного синхротронного излучения и нижняя граница когерентного радиоизлучения пульсара в Крабовидной туманности определяют лоренц-фактор частиц в источнике — 350 — и индукцию магнитного поля — 10 кГс. Для указанного магнитного поля обратное комптоновское рассеяние частицами собственного синхротронного излучения не создает поток выше наблюдаемого уровня в гамма-диапазоне, если диаметр источника превышает радиус светового цилиндра пульсара 1600 км. Насыщение радиочастотного мазерного поля на уровне релятивистской напряженности требует от источника примерно в 6 раз большего диаметра. Поэтому синхротронный мазер следует ожидать за пределами внутренней магнитосферы звезды — в пульсарном ветре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 20-02-00104а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арп и др. (U. Arp, G.T. Fraser, A.R. Hight Walker, T.B. Lucatorto, K.K. Lehmann, K. Harkay, N. Sereno, and K.-J. Kim), Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams **4**, 054401 (2001).
2. Бьёрнсон и др. (C.-I. Björnsson, A. Sandberg, J. Sollerman), Astron. Astrophys. **516**, A65 (2010).
3. Бюхлер, Бландфорд (R. Bühler and R. Blandford), Rep. Prog. Phys. **77**, 066901 (2014).
4. Вестфолд (K.C. Westfold), Astrophys. J. **130**, 241 (1959).
5. Гинзбург и др. (V.N. Ginzburg, E.V. Katin, E.A. Khazanov, A.V. Kirsanov, V.V. Lozhkarev, G.A. Luchinin, A.N. Mal'shakov, M.A. Martyanov, et al.), AIP Conf. Proc. **1228**, 71 (2010).
6. Голден и др. (A. Golden, A. Shearer, R.M. Redfern, G.M. Beskin, S.I. Neizvestny, V.V. Neustroev, V.L. Plokhhotnichenko, and M. Cullum), Astron. Astrophys. **363**, 617 (2000).
7. Дансон и др. (C.N. Danson, C. Haefner, J. Bromage, T. Butcher, J.-C.F. Chanteloup, E.A. Chowdhury, A. Galvanauskas, L.A. Gizzi, et al.), High Power Laser Sci. Engin. **7**, e54 (2019).
8. Железняков В.В., *Излучение в астрофизической плазме* (М.: Янус-К, 1997).

9. Железняков В.В., ЖЭТФ **51**, 570 (1966).
10. Железняков и др. (V.V. Zheleznyakov, G. Thejappa, S.A. Koryagin, and R.G. Stone), Geophysical Monograph Series (Washington: Am. Geophys. Union, 2000), v. 119, p. 57.
11. Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В., Мартыанов В.Ю., Тарасов С.В., УФН **186**, 1267 (2016).
12. Крузиус, Шликейзер (A. Crusius and R. Schlickeiser), Astron. Astrophys. **195**, L9 (1988).
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Теория поля* (М.: Физматлит, 2003), § 48, задача 2.
14. Любарский (Y. Lyubarsky), Astrophys. J. **652**, 1297 (2006).
15. Мак-Крей (R. McCray), Science **154**, 1320 (1966).
16. Пьяцца и др. (A. Di Piazza, C. Müller, K.Z. Hatsagortsyan, and C.H. Keitel), Rev. Mod. Phys. **84**, 1177 (2012).
17. Сагив, Ваксман (A. Sagiv and E. Waxman), Astrophys. J. **574**, 861 (2002).
18. Согласнов (V. Soglasnov), Proc. of the 363 WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars and Pulsars “40 years after the Discovery”, 68 (2007).
19. Соллерман и др. (J. Sollerman, J. Selsing, P.M. Vreeswijk, P. Lundqvist, and A. Nyholm), Astron. Astrophys. **629**, A140 (2019).
20. Спада и др. (M. Spada, M. Salvati, and F. Pacini), Astrophys. J. **511**, 136 (1999).
21. Тимиркеева, Малов (M. Timirkeeva and I. Malov), Astrophys. Space Sci. **365**, 190 (2020).
22. Уайлд и др. (J.P. Wild, S.F. Smerd, and A.A. Weiss), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **1**, 291 (1963).
23. Хангулян и др. (D. Khangulyan, M.V. Barkov, and S.B. Popov), Astrophys. J. **927** (1), 2 (2022).
24. Церутти и др. (B. Cerutti, J. Mortier, and A.A. Philippov), MNRAS **463**, L89 (2016a).
25. Церутти и др. (B. Cerutti, A.A. Philippov, and A. Spitkovsky), MNRAS **457**, 2401 (2016b).
26. Шкловский (I.S. Shklovsky), Astrophys. J. Lett. **159**, L77 (1970).
27. Эйлек, Ханкинс (J.A. Eilek and T.H. Hankins), J. Plasma Phys. **82**, 635820302 (2016).

ЭФФЕКТЫ ПЕРЕСТАНОВОЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ДИСКОВОЙ АККРЕЦИИ НА НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ С СИЛЬНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

© 2023 г. Д. Д. Лисицин^{1,2*}, Н. И. Шакура¹

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия

Поступила в редакцию 19.09.2023 г.

После доработки 11.11.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Проведен анализ неустойчивости перестановочного типа на внутреннем крае тонкого диамагнитного аккреционного диска. Модель конфигурации магнитного поля использована из статьи (Али, 1980). Было проанализировано модифицированное дисперсионное уравнение перестановочной неустойчивости, которое учитывает кеплеровское вращение диска. В рамках рассмотрения перестановочной неустойчивости авторами был выведен внутренний радиус аккреционного диска. Показано, что внутренний радиус не отличается от альфвеновского радиуса при сферической аккреции с точностью до безразмерного коэффициента, причем коэффициент пропорциональности зависит только от альфа-параметра турбулентности и относительной толщины диска (h/r).

Ключевые слова: нейтронные звезды, аккреция, МГД.

DOI: 10.31857/S0320010823120057, EDN: RXRNJT

1. ВВЕДЕНИЕ

В астрофизике аккреции на объекты с сильными магнитными полями важным элементом является взаимодействие поля компактного объекта и падающей ионизованной плазмы. Как правило, магнитные поля при приближении к компактному объекту усиливаются и эти поля необходимо учитывать. Важность этой проблемы была отмечена еще в наблюдательных работах первых рентгеновских космических обсерваторий — UHURU и др. (Джиаconi и др., 1971; Джиаconi и др., 1973).

В системах с магнитными полями и ионизованной плазмой существует много неустойчивостей (см., например, Кулсруд, 2005; Голдстоун, Резерфорд, 1995). Отметим некоторые (список не исчерпывающий): магнито-ротационная неустойчивость (см., например, Балбус, Хоули, 1991; Ли и др., 2014; Шакура и др., 2023), неустойчивость Кельвина–Гельмгольца (см., например, Лавлэйс и др., 2010), неустойчивость Рэлея–Тейлора (см., например, Блинова и др., 2016) и перестановочная неустойчивость. Под перестановочной неустойчивостью (“flute” instability) мы понимаем неустойчи-

вость, связанную только с конфигурацией магнитного поля (Франк–Каменецкий, 1968; Трубников, 1996), т.е. градиентом магнитного поля и изгибом его линий. В теоретических работах, посвященных аккреции на нейтронные звезды с сильными магнитными полями, основное внимание уделяется другим упомянутым неустойчивостям. Мы же сосредоточимся на рассмотрении перестановочной неустойчивости и ее физических эффектах в системах с аккреционными дисками.

В настоящей статье мы рассмотрим дисперсионное соотношение перестановочной неустойчивости, учитывающее кеплеровское вращение аккреционного диска. Мы исследуем проявления этого соотношения в системе с тонким диамагнитным аккреционным диском Али (Али, 1980). В рамках нашего рассмотрения будет оценен внутренний радиус аккреционного диска.

Работа делится на пять частей: в первой мы подробно рассмотрим модель нашей системы и необходимые предположения для записи уравнений, во второй — дисперсионное соотношение перестановочной неустойчивости, в третьей будет рассмотрена модель магнитного поля, в четвертой мы оценим внутренний радиус диска, а в заключении мы подведем итог нашей работе.

*Электронный адрес: lisitcin.dd18@physics.msu.ru

2. МОДЕЛЬ

Опишем модель аккреционного диска вокруг нейтронной звезды с сильным магнитным полем, в рамках которой будем работать. В отдельности опишем ограничения как на модель системы, так и на модель развития неустойчивости.

Допустим, что нейтронная звезда имеет дипольное магнитное поле с моментом μ . Диск мы будем считать диамагнитным, т.е. предполагаем, что плазма имеет бесконечную проводимость. Следствием этого будет то, что магнитное поле нейтронной звезды не будет проникать внутрь аккреционного диска. Упомянем также, что это предположение не является единственным: в других работах также используются модели диска с проникающим магнитным полем (см., например, Клузьяк, Раппапорт, 2007). Для упрощения построений и аналитических выкладок будем считать диск геометрически тонким. Эти два предположения наследуются нами из модели магнитного поля Али (Али 1980), которую мы применим для иллюстрации модели перестановочной неустойчивости. Также для простоты будем предполагать, что совпадают три оси: ось обращения аккреционного диска ($\Omega_K(r)$), ось вращения нейтронной звезды (Ω) и ось, проходящая через центр нейтронной звезды вдоль вектора магнитного диполя (μ). Также предположим, что система обладает осевой симметрией, причем эта ось совпадает с тремя упомянутыми осями. Основные характеристики модели нашей системы представлены на рис. 1.

Теперь рассмотрим ограничения на модель развития неустойчивости. Во-первых, мы накладываем все ограничения, которые необходимы, чтобы записать уравнения МГД для нашей системы. Во-вторых, для простоты выводимых выражений мы ограничимся рассмотрением только тех возмущений, размер которых много меньше радиуса, на котором они возникают. В-третьих, мы не будем включать в рассмотрение другие неустойчивости исследуемой системы (см., например, неустойчивость Кельвина–Гельмгольца или магнито-ротационную неустойчивость). Для рассматриваемой нами неустойчивости важно, что магнитное поле выпукло вблизи внутренней границы и нарастает к внутреннему краю по модулю (см. раздел 4). Это позволит яснее увидеть влияние именно перестановочной неустойчивости на рассматриваемые эффекты.

3. ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ

Для рассмотрения физической причины возникновения перестановочной неустойчивости напомним уравнения, необходимые для вывода дисперсионного соотношения этого вида неустойчивости. Будем работать в цилиндрической системе координат

(r, φ, z) с центром в центре нейтронной звезды и осью, параллельной оси вращения аккреционного диска. Мы будем пользоваться методом малых колебаний (Трубников, 1996). Система в равновесии возмущается малыми колебаниями так, что рассматриваемые уравнения могут быть линеаризованы. Из условия существования нетривиальных решений получается дисперсионное уравнение, т.е. уравнение вида

$$\omega = \omega(\mathbf{k}, \text{параметры системы}).$$

Напишем рассматриваемые уравнения:

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}([\mathbf{v} \times \mathbf{B}]), \\ \rho \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right) = \\ = -\nabla \left(p + \frac{B^2}{8\pi} + \frac{GM_{NS} \cdot \rho}{r} \right) + \frac{(\mathbf{B} \nabla) \mathbf{B}}{4\pi}, \end{cases}$$

где $\mathbf{B}$ — вектор магнитной индукции в вакууме, $\mathbf{v}$ — скорость движения плазмы, p — газовое давление плазмы, ρ — плотность плазмы, G — гравитационная постоянная, M_{NS} — масса нейтронной звезды. Первое векторное уравнение является уравнением индукции, а второе векторное уравнение является уравнением движения. Также нам необходимы граничные условия, чтобы рассматривать проводящий диск в состоянии равновесия. Граничные условия:

$$\begin{cases} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{B})_S = 0, \\ \left\langle p + \frac{B^2}{8\pi} \right\rangle_S = 0, \end{cases}$$

где S — поверхность раздела вакуум-плазма, $\mathbf{n}$ — вектор нормали к поверхности S , направленный в сторону вакуума, угловыми скобками обозначен скачок величины при пересечении поверхности. Первое граничное условие следует из сохранения нормальной компоненты магнитного поля, а второе — отсутствием скачка полного давления при переходе границы плазма-вакуум. Также необходимо упомянуть уравнение адиабатичности потока:

$$\frac{ds}{dt} = 0,$$

где s — удельная энтропия. Уравнение $\text{div} \mathbf{B} = 0$ в случае линеаризованной системы является избыточным, поскольку включается в первые два уравнения. Мы представляем общее решение системы уравнений в виде суммы постоянного решения ($\mathbf{B}_0$ и $[\Omega_K \times \mathbf{r}]$) и малых возмущений неизвестных величин ($\mathbf{B}'$ и $\mathbf{v}'$):

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}'$$

$$\mathbf{v} = [\Omega_K \times \mathbf{r}] + \mathbf{v}',$$

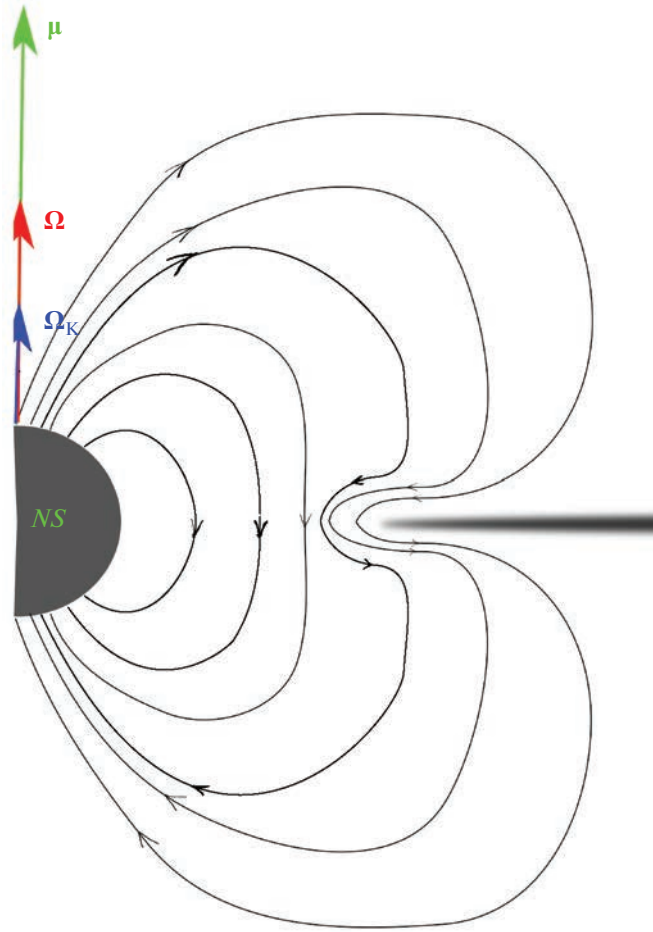


Рис. 1. Иллюстрация модели (см. текст).

где $\Omega_K = \sqrt{\frac{GM_{NS}}{r^3}}$ — кеплеровская угловая скорость. Возмущения скорости и магнитного поля будут иметь вид

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0(r) \exp i(k_r r + m\varphi + k_z z - \omega t).$$

Волновой вектор возмущений в цилиндрической системе координат будет выражаться следующим образом:

$$\mathbf{k} = \left(k_r, \frac{m}{r}, k_z\right),$$

где r — радиус, на котором происходит возмущение. Понятно, что если дисперсионное соотношение допускает наличие частот с отрицательной мнимой частью, то возмущение со временем накопится и приведет к фрагментации диска.

Ранее было показано, что без учета гравитационного поля и кеплеровского движения вещества дисперсионное соотношение получится в виде (Трубников, 1996)

$$\omega^2 = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{c}_A)^2 + \frac{|\mathbf{k}|}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} \left(\frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right), \quad (1)$$

где $\mathbf{c}_A = \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}}$.

С учетом кеплеровского движения вещества дисперсионное соотношение усложняется (Шакура и др., в печати):

$$(\omega - m\Omega)^2 = \kappa^2 + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{c}_A)^2 + \frac{|\mathbf{k}|}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{n}} \left(\frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right), \quad (2)$$

где Ω — угловая скорость вращения диска, $\kappa^2 = \frac{1}{r^3} \frac{d}{dr} (\Omega^2 r^4)$ — квадрат эпициклической частоты. В случае кеплеровского вращения диска: $\kappa = \Omega = \Omega_K$.

Отметим, что присутствие кеплеровской угловой скорости в правой части уравнения стабилизирует возникновение неустойчивости. Также препятствовать возникновению неустойчивости будет второй член в правой части уравнения, который отвечает за стабилизацию за счет упругости силовых линий магнитного поля.

Поскольку возмущения в среде возникают с любым волновым числом $\mathbf{k}$, то из нашего урав-

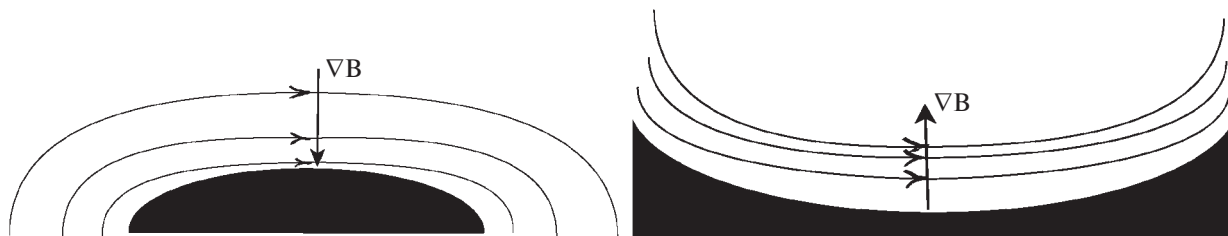


Рис. 2. Иллюстрация к случаям перестановочной неустойчивости (Трубников, 1996). Слева — неустойчивый случай, справа — устойчивый.

нения нам нужны те значения $\mathbf{k}$, которые приведут к развитию неустойчивости быстрее всего. Для такой ситуации нам необходимо, чтобы волновой вектор возмущений был перпендикулярен магнитным силовым линиям (в таком случае второй положительный член в правой части будет равен нулю для введенных возмущений), а также чтобы градиент давления магнитного поля был направлен к поверхности раздела вакуум-плазма (третий член в правой части будет максимален по модулю и отрицательным). В случае выпуклой наружу конфигурации магнитного поля второе условие выполнено автоматически (см. рис. 2). Первое условие в случае соосной системы будет выполнено, когда возмущение распространяется вдоль азимутального направления:

$$\mathbf{k} = \left(0, \frac{m}{r}, 0\right).$$

Развитие неустойчивости приводит к появлению “желобков” на внутреннем крае диска вдоль азимутального направления (по φ -координате, см. рис. 3). В этом случае инкремент развития неустойчивости (модуль мнимой части частоты) будет равен:

$$\gamma = \sqrt{\frac{k}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B^2}{8\pi} \right)}. \quad (3)$$

В разделе 5 мы проанализируем уравнение (2) с учетом двух положительных членов, которые стабилизируют неустойчивость.

4. МОДЕЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Применим полученный инкремент развития неустойчивости к конкретному решению для магнитного поля с бесконечно тонким диамагнитным диском (Али, 1980). Но перед этим кратко обсудим характерные особенности модели магнитного поля.

Первая особенность состоит в том, что на внутреннем крае диска происходит усиление дипольного поля (Липунов, Шакура, 1980):

$$\mathbf{B} \approx \mathbf{B}_d \cdot \left(\frac{r_{\text{in}}}{h} \right)^{1/2},$$

где h — толщина диска, $\mathbf{B}_d$ — дипольное поле нейтронной звезды при отсутствии аккреционного диска, r_{in} — внутренний радиус диска. Таким образом, имеет место краевой эффект, аналогичный электростатическому краевому эффекту в системе с заряженным металлическим острием. На экваторе вблизи внутреннего края диска усиление дипольного поля наибольшее. Предположим, что и производная давления магнитного поля на внутреннем крае диска максимальна, т.е. возникновение неустойчивости наиболее вероятно на внутреннем крае диска.

Второй характерной особенностью этой модели является наличие нейтральных точек на диске — мест, где магнитное поле равно нулю (рис. 4). Эти нейтральные точки могут стать источником истечения из диска в виде двух отдельных “фонтанчиков” при определенных условиях.

На экваторе вблизи внутреннего радиуса диска в соосной системе (мы отступим от внутреннего радиуса диска на расстояние h , чтобы учесть толщину диска) ненулевой будет только z -компонента магнитного поля:

$$B_z = \frac{2\mu}{\pi r^3} \left[\arctg \left(\frac{r_{\text{in}}^2}{r^2} - 1 \right)^{1/2} + \frac{r}{(r_{\text{in}}^2 - r^2)^{1/2}} \left(1 + \frac{r^2}{r_{\text{in}}^2} \right) \right].$$

Радиальная производная давления магнитного поля в главной асимптотике по параметру $\frac{r_{\text{in}}}{h}$:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} \right) \approx \frac{\mu^2}{\pi^3 r_{\text{in}}^7} \left(\frac{r_{\text{in}}}{h} \right)^2. \quad (4)$$

5. ВНУТРЕННИЙ РАДИУС НЕФРАГМЕНТИРОВАННОГО ДИСКА

Внутренний радиус диска мы найдем из условия равенства характерной скорости распространения неустойчивости и радиальной скорости вещества на внутреннем крае диска:

$$v_{\text{ins}} = v_r. \quad (5)$$



Рис. 3. Картина развития неустойчивости вдоль φ -координаты (см. текст).

Это будет отражать тот факт, что радиальные движения вещества в диске не могут стабилизировать неустойчивость.

Обсудим ограничения, необходимые для возникновения неустойчивостей. С учетом конечной толщины диска, “желобки” по z -координате переходят в “желобки” по r -координате, амплитуда которых быстро убывает с удалением от внутреннего края диска. В результате мы можем пренебречь вторым положительным членом в формуле (2). Скорость распространения неустойчивости на внутреннем крае диска будет иметь вид

$$v_{ins} = \gamma/k. \quad (6)$$

Радиальная скорость на внутреннем крае будет равна просто турбулентной скорости, поскольку вблизи внутреннего края вещество выходит из диска и не возвращается в диск $v_r \approx \alpha^{1/2} c_s$, где c_s — скорость звука в плазме, α — параметр турбулентности Шакуры–Сюняева (Шакура, Сюняев, 1973). Предположим, что возмущения происходят в основном на моде порядка толщины диска:

$$k = \frac{2\pi}{h}, \quad (7)$$

а темп аккреции

$$\dot{M} = 2\pi h r_{in} \rho v_r. \quad (8)$$

Можно получить, что волновое число, на котором мы рассматриваем возмущения (с длиной волны порядка толщины диска), является минимально необходимым для развития неустойчивости. Из формулы равновесия гравитационных сил и сил

газового давления вдоль z -координаты на внутреннем радиусе можно получить

$$c_s = \frac{h}{r_{in}} \sqrt{\frac{GM_{NS}}{r}}. \quad (9)$$

Используя уравнение (5) и подставив в него выражения (3), (4), (6)–(9), мы получим оценку для внутреннего радиуса диска:

$$r_{in} = \left(\frac{1}{\pi^3 \alpha^{1/2} (h/r_{in})} \right)^{2/7} \times \left(\frac{\mu^2}{M \sqrt{GM_{NS}}} \right)^{2/7}. \quad (10)$$

Таким образом, внутренний радиус нефрагментированного диска совпадает с альфвеновским радиусом с точностью до безразмерных констант в случае квазисферической аккреции (см., например, Шакура, 2016). Коэффициент пропорциональности слабо зависит от безразмерных величин α и h/r .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, взяв конкретную модель поля для тонкого диамагнитного диска, мы получили внутренний радиус нефрагментированного (устойчивого) диска. Внутренний радиус устойчивого диска совпадает с альфвеновским радиусом в случае квазисферической аккреции, а зависимость от безразмерных параметров диска (относительной толщины диска и α -параметра) является слабой.

Авторы выражают благодарность Алексею Кузину и Марине Афоной за дискуссию. Также благодарим рецензентов за ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (грант № 21-12-00141).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Али (J.J. Aly), *Astron. Astrophys.* **86**, 192 (1980).
2. Балбус, Хоули (S.A. Balbus and J.F. Hawley), *Astrophys. J.* **376**, 214 (1991).
3. Блинова, Романова, Лавлэйс (A.A. Blinova, M.M. Romanova, and R.V.E. Lovelace), *MNRAS* **459**, 2354 (2016).
4. Голдстоун, Резерфорд (R.J. Goldstone and P.H. Rutherford), *Introduction to Plasma Physics* (New York: CRC Press, 1995), p. 331.

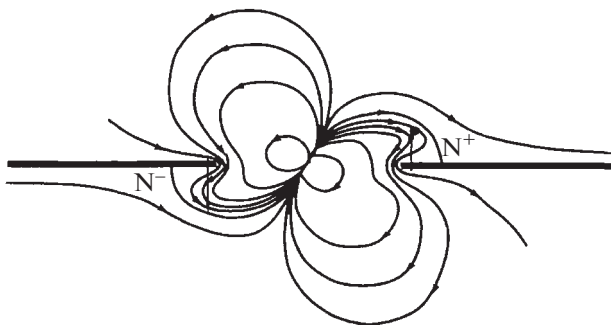


Рис. 4. Иллюстрация модели магнитного поля для общего случая наклонного диполя (см. текст). Картинка взята из работы Али (1980).

5. Джакони и др. (R. Giacconi, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, and H. Tananbaum), *Astrophys. J.* **167**, L67 (1971).
6. Джакони и др. (R. Giacconi, H. Gursky, E. Kellogg, R. Levinson, E. Schreier, and H. Tananbaum), *Astrophys. J.* **184**, 227 (1973).
7. Джакони и др. (R. Giacconi, G. Branduardi, U. Briel, A. Epstein, D. Fabricant, E. Feigelson, W. Forman, P. Gorenstein, et al.), *Astrophys. J.* **230**, 540 (1979).
8. Клужняк, Раппапорт (W. Kluźniak and S. Rapaport), *Astron. J.* **671**, 1992 (2007).
9. Кулсруд (R.M. Kulsrud), *Plasma physics for astrophysics* (Princeton Univer. Press, 2005), p. 171.
10. Лавлэйси и др. (R.V.E. Lovelace, M.M. Romanova, and W.I. Newman), *MNRAS* **402**, 2575 (2010).
11. Лии и др. (P.S. Lii, M.M. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, and R.V.E. Lovelace), *MNRAS* **441**, 86 (2014).
12. Липунов, Шакура (V.M. Lipunov and N.I. Shakura), *Sov. Astron. Lett.* **6**, 14 (1980).
13. Трубников Б.А., *Теория плазмы: Учеб. пособие для вузов* (М.: Энергоатомиздат, 1996), с. 204.
14. Франк-Каменецкий Д.А., *Лекции по физике плазмы* (М.: Атомиздат, 1968).
15. Шакура Н.И. (ред.), *Аккреционные процессы в астрофизике* (М.: Физматлит, 2016), с. 331.
16. Шакура Н.И., Постнов К.А., Колесников Д.А., Липунова Г.В., *Успехи физ. наук* **193**, № 12 (2023); <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.09.039554>
17. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).

НЕЙТРИННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СВЕРХВСПЫШКАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

© 2023 г. А. Д. Каминкер^{1*}, А. Ю. Потехин¹, Д. Г. Яковлев¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 17.09.2023 г.

После доработки 21.11.2023 г.; принята к публикации 21.11.2023 г.

Сверхвспышки нейтронных звезд — редкие, но мощные события, объясняемые взрывным горением углерода в глубоких слоях внешней оболочки звезды. В данной работе выполнено моделирование сверхвспышек, предложен простой метод описания нейтринной стадии их охлаждения, а также метод описания эволюции энергии взрыва на масштабах нескольких месяцев. Отмечено универсальное соотношение для распределения температуры во вспыхнувшем слое на нейтринной стадии его остывания, а также унификация болометрических кривых блеска и скорости нейтринного теплоотвода для глубоких и мощных вспышек. Указано на возможность длительного удержания энергии вспышки в оболочке звезды. Результаты могут быть полезны для интерпретации наблюдений сверхвспышек.

Ключевые слова: нейтронные звезды, рентгеновская астрономия.

DOI: 10.31857/S0320010823120033, **EDN:** RXKLD0

1. ВВЕДЕНИЕ

Нейтронные звезды (НЗ) проявляют взрывную активность различных типов. В частности, вспышки аккрецирующих НЗ объясняются взрывным ядерным горением в их внешней оболочке. Сравнение наблюдений с теоретическими моделями позволяет получать полезную информацию о физических условиях во взрывающихся слоях, о режимах аккреции, массах и радиусах НЗ, об уравнении состояния сверхплотной материи в ядрах НЗ и о многом другом (см., например, Занд, 2017; Галлоуэй, Кик, 2021).

Аккрецирующие НЗ в двойных системах демонстрируют рентгеновские вспышки, вызванные взрывами аккрецированного водорода и гелия под самой поверхностью звезды, а также значительно более редкие, но сильные сверхвспышки (СВ), инициированные взрывом углерода (^{12}C) в более глубоких слоях; см., например, обзор Занда (2017).

В этой работе мы рассмотрим СВ. Их моделирование активно ведется уже более двадцати лет с учетом динамики аккреции, цепочек ядерных реакций, различных механизмов переноса тепла, нейтринного охлаждения и др.; см., например, Камминг, Макбет (2004); Камминг и др. (2006); Кик, Хегер (2011); Альтамирано и др. (2012), Кик и др. (2012, 2015).

СВ происходят в глубоких слоях внешней оболочки НЗ (например, Хенсель и др., 2007). Оболочка простирается от поверхности НЗ до плотности нейтронизации вещества ($\rho_{\text{drip}} \approx 4.3 \times 10^{11} \text{ г/см}^3$). Толщина оболочки составляет несколько сотен метров, а ее масса $\sim 10^{-5} M_{\odot}$. Ее вещество состоит, в основном, из электронов и ионов (частично или полностью ионизованных атомных ядер), причем ионы могут образовывать кристалл, жидкость или газ.

В частности, нас будет интересовать нейтринное охлаждение СВ. Ранее оно включалось в расчеты, но систематически не исследовалось. Кроме того, мы проанализируем динамику эволюции энергии СВ в течение нескольких месяцев и обратим внимание на возможность удержания энергии вспышки в звезде длительное время.

2. ЗАДАЧА И ЧИСЛЕННЫЙ КОД

Хорошо известно (например, Кик, Хегер, 2011; Альтамирано и др., 2012; Кик и др., 2012, 2015), что собственно вспышке предшествует стадия образования углерода (^{12}C) за счет водородно-гелиевого горения в самых внешних слоях НЗ. Углеродсодержащее вещество постепенно накапливается и погружается в оболочку под весом вновь аккрецированного вещества и достигает условий взрывного поджига на дне углеродного слоя с плотностью ρ_{ign} и температурой T_{ign} (например, Кик, Хегер, 2011).

*Электронный адрес: kam@astro.ioffe.ru

Вслед за поджигом происходит быстрое (длящееся несколько минут) ядерное горение в широком углеродном слое, $\rho_{\min} \leq \rho \leq \rho_{\text{ign}}$, где $\rho_{\min}$ — плотность на его наружной границе. Мощность взрыва определяется параметром Q_b , задающим количество выделенной энергии на один нуклон; Q_b может меняться в зависимости от условий задачи. Согласно расчетам, при взрыве углеродсодержащее вещество перегорает в элементы группы железа.

По теории максимальная плотность поджига ограничена величиной $\rho_{\text{ign},9} = \rho_{\text{ign}}/(10^9 \text{ г/см}^3) \lesssim 5$, поскольку при более высоких ρ_{ign} ядра ^{12}C перестают существовать из-за пикноядерных реакций и бета-захватов (например, Шапиро, Тьюколски, 1985).

После взрыва наступает тепловая релаксация нагретого слоя, наблюдаемая по кривым блеска на протяжении нескольких часов или суток. Однако внутренняя тепловая релаксация может длиться более года (например, Кик, Хегер, 2011). Она определяется диффузией выделившегося тепла к поверхности и внутрь НЗ, а также нейтринным охлаждением нагретого вещества.

Для моделирования СВ мы использовали численный код, разработанный для изучения остывания НЗ на различных пространственных и временных масштабах и включающий современную микрофизику вещества НЗ (Потехин, Шабрие, 2018). Особенностью этого кода, проявляющейся при моделировании распространения тепла во внешних оболочках НЗ на сравнительно коротких временах, является аккуратный учет снятия электронного вырождения с уменьшением плотности или ростом температуры. Рассчитывается тепловая эволюция всей звезды, хотя температура ее ядра почти не меняется за время наблюдений. Мы не претендуем на полное самосогласованное моделирование СВ, а делаем несколько упрощений, допустимость которых обсуждается ниже.

Мы не изучаем эволюцию аккрецированного вещества в оболочке НЗ перед взрывом, включая динамику поджига, образование и выход ударной волны и сопутствующие явления (например, Кик, Хегер, 2011). Мы предполагаем, что взрыв происходит в слое $\rho_{\min} \leq \rho \leq \rho_{\text{ign}}$, в котором Q_b не зависит от плотности ρ . Величины $\rho_{\min}$, ρ_{ign} , Q_b и T_{ign} считаются свободными параметрами. Основная энергия СВ сосредоточена в окрестности плотности поджига ρ_{ign} , поэтому результаты нечувствительны к $\rho_{\min}$, если $\rho_{\min} \ll \rho_{\text{ign}}$ (для определенности мы фиксировали $\rho_{\min} = 10^7 \text{ г/см}^3$). Начальный профиль температуры соответствовал тепловому квазиравновесию в остывающей НЗ при $T_{\text{ign}} \sim (1-5) \times 10^8 \text{ К}$. При каждой плотности ρ в

выбранном слое энергия взрыва выделялась равномерно по времени в течение 100 с (в локальной системе отсчета), после чего энерговыделение прекращалось. Величина $\rho_{\text{ign},9}$ варьировалась в пределах от 0.1 до 5.

Величины, введенные выше, определены в локальной системе отсчета во внешней оболочке НЗ. Величины в системе покоя удаленного наблюдателя далее помечаются тильдой. Подчеркнем, что всюду (на рисунках и в тексте), кроме раздела 3, под временем t понимается координатное шварцшильдово время. Однако в разделе 3 введено время в системе отсчета, сопутствующей оболочке НЗ, что учитывается при сравнении с результатами остальных разделов.

3. ЧИСТО НЕЙТРИННОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ

Начальный период остывания нагретого слоя после взрыва удобно описывать в простом приближении нейтринного охлаждения. Для этого достаточно использовать хорошо известное приближение мгновенного взрыва (например, Альтамирано и др., 2012), в котором температура в слое горения при каждой плотности ρ адиабатически достигает максимального значения $T_{\text{max}}(\rho)$. Затем нейтринное излучение охлаждает каждый элемент вещества независимо от других в соответствии с уравнением

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = -Q_\nu, \quad (1)$$

где C — теплоемкость (при постоянном давлении P) единицы объема вещества, а Q_ν — скорость нейтринного энерговыделения в этом объеме. Основными нейтринными процессами при СВ являются излучение нейтрино при распаде лентмюровских плазмонов и аннигиляция электронно-позитронных пар в нейтринные пары. Решение уравнения (1),

$$t = \int_T^{T_{\text{max}}} \frac{C(T')}{Q_\nu(T')} dT', \quad (2)$$

зависит (параметрически) только от значений ρ и Q_b в данном элементе вещества; поэтому $T = T(t, \rho, Q_b)$. Оно нечувствительно к модели НЗ (к массе, радиусу, уравнению состояния) и кардинально упрощает изучение нейтринной стадии охлаждения СВ. Однако, когда становится важной диффузия тепла (см., например, Яковлев и др., 2021), отмеченная универсальность нарушается.

Добавим, что при моделировании СВ вместо плотности ρ часто используют колонковую плотность (column depth) вещества y (г/см^2), а вместо Q_b — колонковую плотность энергии взрыва E_i

(эрг/см²). Однако решение (2) нечувствительно к модели НЗ именно при использовании величин ρ и Q_b . Одно такое решение легко применимо для любой модели. В этом смысле распределения температуры на нейтринной стадии СВ для разных моделей НЗ являются универсальными.

Это свойство полезно для тестирования расчетов с помощью компьютерного кода. Кроме того, решение (2) в принципе можно использовать и в самом коде для ускорения вычислений на нейтринной стадии СВ.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Приведем результаты моделирования СВ с помощью численного кода и сравним их, где возможно, с приближением чисто нейтринного охлаждения. На представленных рисунках (кроме рис. 6) использована модель НЗ с массой $1.4 M_\odot$, внутренняя кора и ядро которой описываются уравнением состояния BSk24 (Пирсон и др., 2018), а внешняя кора состоит из железа ^{56}Fe (радиус такой звезды составляет 12.8 км); мы рассматривали и другие модели и получили похожие результаты.

Рисунок 1 показывает профили $T(\rho)$ во вспыхнувшем слое и вблизи него для двух СВ в разные моменты времени $t \leq 10^7$ с в системе отсчета внешней оболочки. Рисунок 1(а) отвечает $\rho_{\text{ign},9} = 3$, а 1(б) — $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$; калорийность топлива $Q_b = 0.3$ МэВ одинакова. Кривые помечены значениями $\lg(t \text{ [с]})$. Верхние кривые ($t = 1000$ с, почти сразу после СВ) близки к термодинамической кривой $T_{\text{max}}(\rho)$, единой при фиксированном Q_b . Отметим резкие изломы $T_{\text{max}}(\rho)$ при $\rho \approx \rho_{\text{ign}}$. Растекание тепла из области взрыва постепенно превращает излом в размытый максимум, глубже которого тепло диффундирует внутрь НЗ, а при более низких ρ — наружу.

Точечными линиями на рис. 1(а) и 1(б) показаны профили температуры при чисто нейтринном охлаждении. При глубоком поджиге ($\rho_{\text{ign},9} = 3$) это приближение хорошо работает во всей энергонеющей области вспышки ($\rho_9 \gtrsim 0.3$) в течение $t \lesssim (1-3) \times 10^5$ с. При чисто нейтринном охлаждении профили температуры $T(\rho, t)$ универсальны и могут быть легко получены без использования кода остывания. При более мелком поджиге ($\rho_{\text{ign},9} = 0.3$) стадия нейтринного охлаждения оказывается гораздо короче ($t \lesssim 10^3$ с) и практически незначимой (см. ниже). Таким образом, приближенные решения совпадают с точными в тех случаях, когда охлаждение вещества определяется нейтринным излучением, т.е. на достаточно малых временах при большом вспыхившем нагреве.

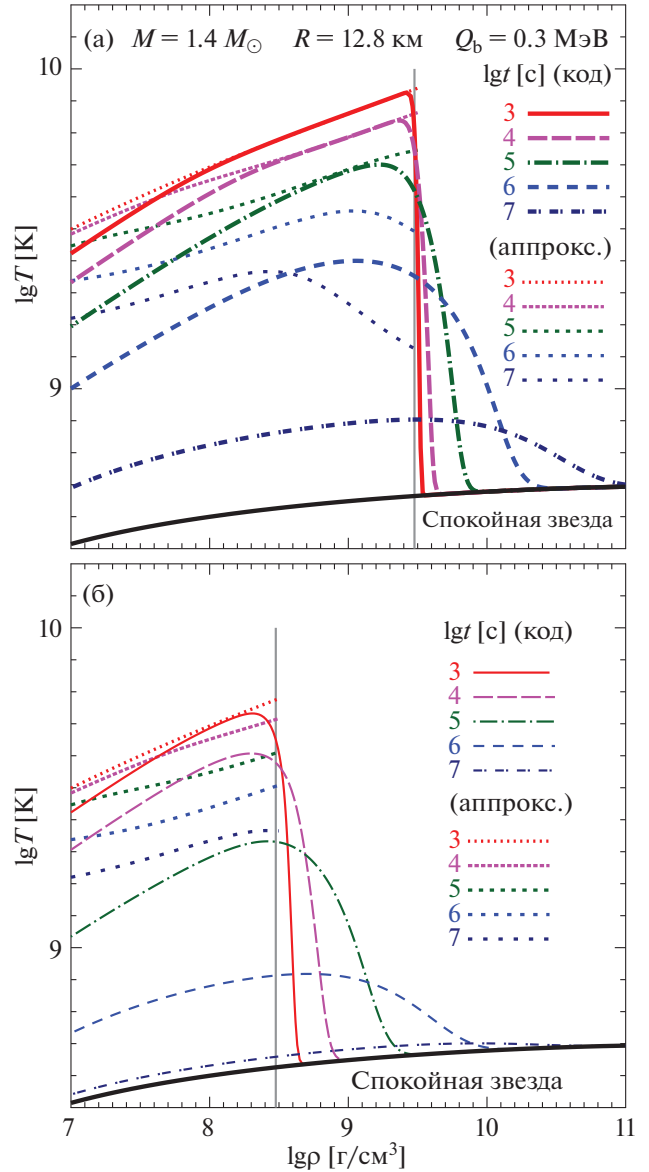


Рис. 1. Зависимость внутренней температуры T от плотности ρ в области вспышки в разные моменты времени t при $Q_b = 0.3$ МэВ для двух глубин поджига, (а) — $\rho_{\text{ign},9} = 3$ (жирные кривые) и (б) — $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$ (тонкие кривые). Точечные линии (аппрокс.) — приближение нейтринного охлаждения; они обрезаны при $\rho > \rho_{\text{ign}}$ (при $\rho < \rho_{\text{ign}}$ точечные кривые одинаковы в случаях (а) и (б)).

При падении температуры $T(\rho)$ приближение нейтринного охлаждения нарушается. Так, в слое с произвольной плотностью ρ нейтринное охлаждение становится несущественным при достаточно низких Q_b , при которых $T(\rho) \lesssim T_\nu$, где $T_\nu \sim (3-4) \times 10^9$ К — характерная температура, значение которой слабо зависит от ρ . Это обстоятельство неоднократно отмечалось в литературе (см.,

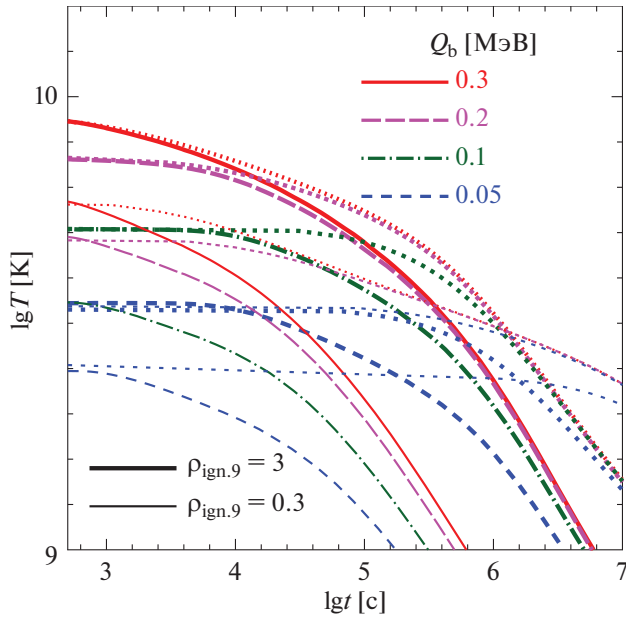


Рис. 2. Зависимость $T(t)$ для двух моделей поджига на рис. 1 в слоях с $\rho = 0.8 \rho_{\text{ign}}$ при $Q_b = 0.3, 0.2, 0.1$ и 0.05 МэВ. Сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии — расчет, точечные — приближение нейтринного охлаждения. Здесь и далее за начало отсчета t принят момент окончания нагрева в слое ($\rho_{\text{min}}, \rho_{\text{ign}}$).

например, Камминг, Макбет, 2004; Камминг и др., 2006).

На рис. 2 для примера изображена эволюция температуры $T(t)$ в четырех СВ с разным тепловыделением ($Q_b = 0.05–0.3$) и с поджигом либо при $\rho_{\text{ign},9} = 3$ (жирные линии), либо при $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$ (тонкие линии). При каждом значении ρ_{ign} профили $T(t)$ изображены для слоя с плотностью $\rho = 0.8 \rho_{\text{ign}}$.

Показательно, что кривые остывания $T(t)$ для двух наиболее мощных СВ ($\rho_{\text{ign},9} = 3$, $Q_b \gtrsim 0.2$) при $t \gtrsim 10^4–10^5$ с сливаются в одну и ту же “универсальную” кривую. Такой эффект хорошо известен в теории нейтринного остывания НЗ (например, Яковлев, Петик, 2004) как эффект “потери памяти” о начальных условиях из-за сильной зависимости темпа нейтринного остывания от температуры: заметное превышение T над T_ν вызывает быстрое нейтринное охлаждение до $T \sim T_\nu$, что и “унифицирует” остывание. Если увеличивать Q_b еще больше, то дополнительная энергия вспышки будет уноситься нейтрино, и зависимость $T(t)$ при $t \gtrsim 10^5$ с не изменится.

Однако в других случаях, рассмотренных на рис. 2, нейтринное остывание (при $\lg t \gtrsim 4$) оказывается столь слабым, что фактически не влияет на $T(t)$.

На рис. 3(а) и 3(б) представлены болометрические нейтринные и электромагнитные кривые блеска, $\tilde{L}_\nu(t)$ и $\tilde{L}_\gamma(t)$, для тех же моделей СВ, что и на рис. 2. Сравнение $\tilde{L}_\nu(t)$ и $\tilde{L}_\gamma(t)$ показывает, что в неглубокой вспышке ($\rho_{\text{ign},9} = 0.3$) при всех выбранных значениях Q_b (за исключением самых ранних моментов после ядерной вспышки) доминирует фотонная светимость $\tilde{L}_\gamma(t)$. В глубокой вспышке ($\rho_{\text{ign},9} = 3$), особенно при высокой калорийности топлива ($Q_b = 0.3$ и 0.2 МэВ), наоборот, нейтринный теплоотвод становится определяющим. Слияние кривых $\tilde{L}_\nu(t)$ при $Q_b = 0.3$ и $Q_b = 0.2$ подтверждает вывод об унификации остывания глубоких и мощных СВ при $t \gtrsim 3 \times 10^4$ с под действием мощного нейтринного излучения.

Точечные линии на рис. 3(а) показывают зависимости $\tilde{L}_\nu(t)$, вычисленные в приближении чисто нейтринного охлаждения. Они получены интегрированием нейтринных потерь энергии $Q_\nu(\rho, t)$ по области вспыхнувшего слоя в оболочке НЗ. Сравнение с результатами точных расчетов подтверждает выводы о длительности и эффективности стадии нейтринного охлаждения, сделанные при анализе рис. 1 и 2.

Участки электромагнитных кривых блеска, показанные на рис. 3(б), формируются после выхода на поверхность НЗ тепловой волны от вспыхнувшего слоя (например, Камминг, Макбет, 2004; Кик, Хегер, 2011; Кик и др., 2012). Начальные участки определяются внешними частями этого слоя ($\rho \sim \rho_{\text{min}}$), а более поздние — глубокими, энергонесущими частями ($\rho \sim \rho_{\text{ign}}$). Но на раннем этапе зависимости $T(\rho)$ при одинаковых Q_b близки между собой (рис. 1). Поэтому ранние участки ($t \sim 10^2–10^4$ с) кривых блеска $\tilde{L}_\gamma(t)$ для СВ с такими Q_b слабо отличаются друг от друга (рис. 3(б)). Вспышки с $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$ являются более короткими, чем глубокие вспышки с $\rho_{\text{ign},9} = 3$. Близость кривых $\tilde{L}_\nu(t)$, как и кривых $\tilde{L}_\gamma(t)$, для глубоких СВ при $Q_b = 0.3$ и 0.2 МэВ на поздних стадиях ($t \gtrsim 10^4$ с) объясняется тем же унифицирующим влиянием мощного нейтринного теплоотвода в начале СВ.

На рис. 4 приведены кривые блеска $\tilde{L}_\gamma(t)$, рассчитанные для вспышек с $Q_b = 0.3$ МэВ при шести глубинах поджига $\rho_{\text{ign},9}$ от 0.1 до 5. При $t \lesssim 1000$ с, все кривые почти совпадают, а далее различаются, но обладают общими свойствами. Видно, что с ростом ρ_{ign} длительность послесвечения СВ растет, что связано с увеличением времени диффузии тепла к поверхности НЗ из более глубоких слоев (см., например, Яковлев и др., 2021).

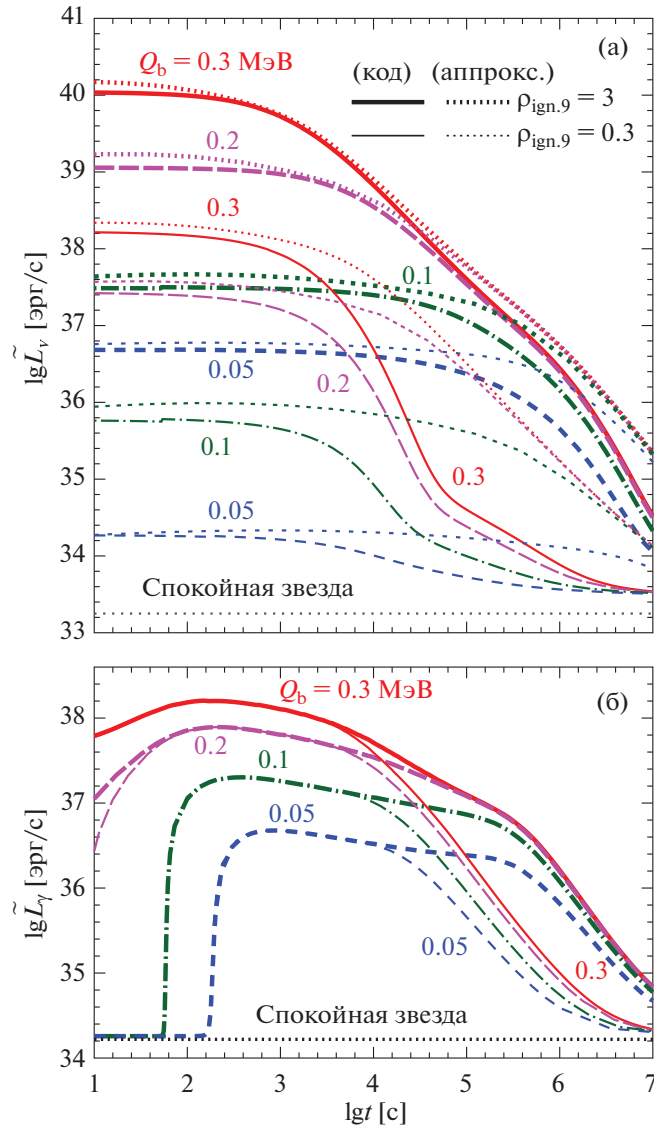


Рис. 3. Нейтринные $\tilde{L}_\nu(t)$ (а) и электромагнитные $\tilde{L}_\gamma(t)$ (б) кривые блеска, рассчитанные для тех же моделей СВ, что и на рис. 2. Светимости показаны с учетом гравитационного красного смещения.

Отметим, что наши расчеты позволяют изучать зависимость тепловой энергии СВ от времени. Полная энергия СВ, E_{tot} , выделяется уже за несколько минут после начала СВ в слое вспыхнувшего углерода. Зная из расчетов фотонную $L_\gamma(t)$ и нейтринную $L_\nu(t)$ светимости НЗ, а также светимости $L_{\gamma 0}$ и $L_{\nu 0}$ в спокойной НЗ (до СВ), находим светимости $L_\gamma^* = L_\gamma - L_{\gamma 0}$ и $L_\nu^* = L_\nu - L_{\nu 0}$, обусловленные собственно СВ. Интегрируя их по времени от начала нагрева до текущего момента t , получим фотонную и нейтринную энергии СВ, $E_\gamma^*(t)$ и $E_\nu^*(t)$, унесенные из звезды к моменту t . Величину $E_T^*(t) = E_{\text{tot}} - E_\gamma^*(t) - E_\nu^*(t)$ можно назвать остаточной тепловой энергией СВ в НЗ. Здесь энергии и светимости приведены в

сопутствующей системе отсчета, поскольку все основные процессы тепловой эволюции происходят во внешней коре, достаточно тонкой, чтобы пространство-время в ней было практически плоским, хотя и с иными временными и пространственными масштабами, чем в системе удаленного наблюдателя.

Рисунок 5 дает примеры зависимостей от времени $E_\gamma^*(t)$, $E_\nu^*(t)$ и $E_{\text{tot}}^*(t)$ для шести СВ при трех значениях $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$ (а), 1 (б) и 3 (в). Для каждой плотности поджига рассмотрено две вспышки, с достаточно низкой ($Q_b = 0.1$ МэВ) и высокой ($Q_b = 0.3$ МэВ) калорийностью топлива. Сплошные горизонтальные линии показывают полные энергии СВ. Активная фаза выноса энергии СВ из НЗ продолжается тем дольше, чем выше ρ_{ign} .

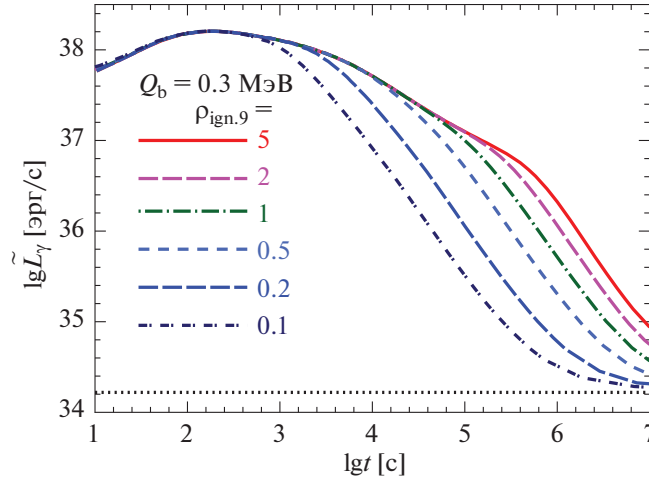


Рис. 4. Фотонные кривые блеска $\tilde{L}_\gamma(t)$ сверхвспышек, рассчитанные при $Q_b = 0.3$ МэВ на разных глубинах поджига $\rho_{\text{ign},9}$, от 0.1 до 5.

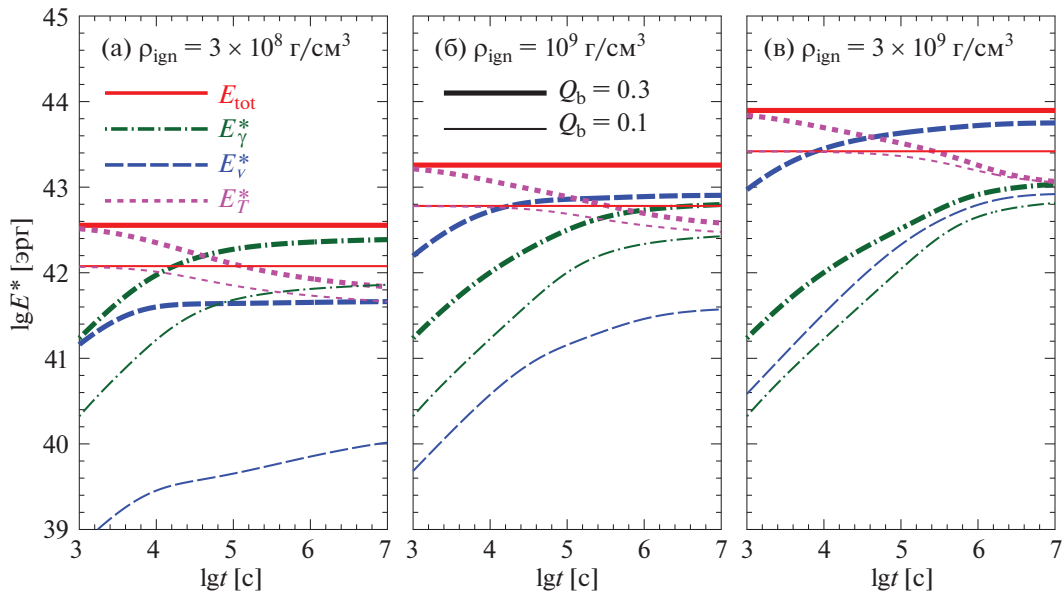


Рис. 5. Эволюция тепловой энергии СВ во времени, рассчитанная при $\rho_{\text{ign},9} = 0.3$ (а), 1 (б) и 3 (в) в случаях $Q_b = 0.3$ МэВ (жирные линии) и 0.1 МэВ (тонкие линии): E_γ^* — энергия СВ, излученная через поверхность звезды, E_ν^* — излученная нейтринная энергия СВ, E_T^* — остаточная энергия СВ в НЗ. Сплошные горизонтальные линии показывают полную энергию вспышки E_{tot} .

Рисунок 5а отвечает сравнительно неглубоким вспышкам. Видно, что при слабой сверхвспышке ($Q_b = 0.1$ МэВ) энергия, уносимая нейтрино, пренебрежимо мала. Основной механизм релаксации такой СВ — излучение фотонов с поверхности. Но даже через 10^7 с, когда послесвечение с поверхности уже вряд ли наблюдаемо, в НЗ остается более 10^{41} эрг энергии СВ. Более мощная вспышка ($Q_b = 0.3$ МэВ) на этой глубине сопровождается заметно более сильным нейтринным охлаждением, которое, однако, сравнимо по интенсивности с фотонным охлаждением ~ 1000 с, а затем ослабевает.

Фотонное же охлаждение остается мощным, и за 10^7 с вычерпывает значительную долю E_{tot} .

Рисунок 5б соответствует двум СВ на умеренной глубине $\rho_{\text{ign},9} = 1$. Нейтринный теплоотвод более слабой из них ($Q_b = 0.1$ МэВ) неэффективен, так что основная энергия выносится излучением через поверхность. К моменту $t = 10^7$ с в НЗ все еще остается $\sim 10^{42}$ эрг энергии СВ. При более сильной вспышке ($Q_b = 0.3$ МэВ), наоборот, избыток энергии уносится преимущественно нейтрино, но остаточная энергия остается очень большой.

Рисунок 5в демонстрирует две СВ на глубине

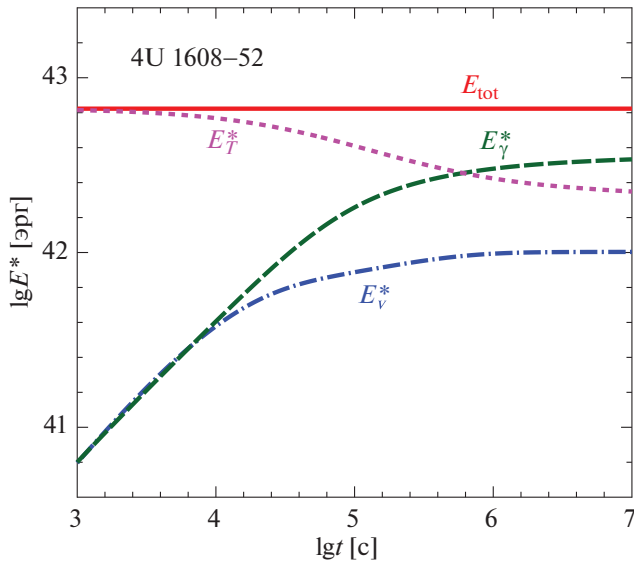


Рис. 6. Эволюция тепловой энергии мощной вспышки НЗ в рентгеновском источнике 4U 1608–52, рассчитанная для параметров СВ, принятых из интерпретации ее наблюдений.

горения ^{12}C , близкой к предельной. Более слабая из них отличается от слабых СВ на рис. 5а и 5б: нейтринный теплоотвод теперь доминирует над теплоотводом через поверхность, хотя разница между потерями тепла по этим двум каналам невелика. При этом остаточная энергия к моменту $t = 10^7$ с всего в несколько раз меньше полной энергии E_{tot} . Наши оценки показывают, что основная часть этой энергии в данном случае уносится внутрь звезды.

Наконец, более сильная вспышка ($Q_b = 0.3$ МэВ) на рис. 5 сопровождается необыкновенно мощным нейтринным теплоотводом. Эта вспышка принадлежит к особому классу углеродных сверхвспышек, почти целиком управляемых нейтринными процессами. По расчетам скорость переноса тепла внутрь звезды значительно превосходит скорость вытекания энергии через поверхность. Возможность реализации подобных вспышек в НЗ пока не ясна.

Для примера на рис. 6 мы изобразили тепловую эволюцию СВ транзитентно аккрецирующей НЗ, входящей в состав маломассивной рентгеновской двойной системы 4U 1608–52. Вспышка наблюдалась 5 мая 2005 г. прибором “All-Sky Monitor” на борту космической рентгеновской обсерватории им. Росси (Rossi X-ray Timing Explorer). Анализ наблюдений (например, Кик и др., 2008; Занд, 2017) показывает, что это была, по-видимому, одна из самых мощных и глубоких сверхвспышек. Для НЗ с $M = 1.4 M_\odot$ и $R = 10$ км подгонка наблюдаемой рентгеновской кривой блеска теоретическими

моделями дала (в наших обозначениях) $\rho_{\text{ign},9} \approx 1.3$, $Q_b \approx 0.17$ МэВ.

На рис. 6 представлены результаты наших расчетов для этой вспышки (с указанными параметрами НЗ) в той же форме, что и на рис. 5. Нейтринное излучение эффективно охлаждает СВ сравнительно недолго. Несколько часов темп нейтринного охлаждения (по случайным причинам) близок к темпу излучения фотонов через поверхность НЗ. Далее доминирует фотонное охлаждение с поверхности НЗ, но к моменту $t = 10^7$ с (около 4 мес) и оно становится слабым. За это время нейтринное излучение уносит примерно четверть от полной энергии вспышки, а фотонное — около 60%. Остаточная тепловая энергия составляет $\gtrsim 10^{42}$ эрг.

Эти результаты, как и результаты, представленные на рис. 5, свидетельствуют, что даже через несколько месяцев после СВ в звезде может оставаться значительная часть энергии взрыва. Расчеты показывают, что эта энергия (особенно для глубоких СВ) в значительной мере стекает в глубокие слои НЗ. Вопрос о дальнейшей истории этой энергии нетривиален. Например, при наличии регулярно повторяющихся вспышек тепло от них постепенно прогревает всю звезду. Можно подобрать частоту или интенсивность вспышек так, чтобы в целом звезда оставалась в квазистационарном состоянии (например, Колпи и др., 2001; Кик, Хегер, 2011). Эволюция остаточного тепла может определяться малыми и достаточно сложными градиентами температуры в оболочке НЗ, возникшими там по разным причинам. Этот вопрос требует дальнейшего изучения.

В дополнение к описанному выше, мы проделали серию расчетов сверхвспышек НЗ с разными уравнениями состояния сверхплотного вещества, варьируя массу (и радиус) НЗ, а также другие параметры задачи, в том числе ρ_{min} и T_{ign} . Использование разных уравнений состояния и параметров НЗ не показало качественно новых эффектов. Уменьшение ρ_{min} ниже принятого значения 10^7 г/см³ (что вполне допустимо; см., например, Кик, Хегер, 2011; Кик и др., 2012; Альтамирано и др., 2012) не может заметно изменить глобальную эволюцию СВ. Оно может повлиять на очень ранние участки фотонных кривых блеска, моделирование которых мы все равно не проводим. Вариации температуры поджига T_{ign} также слабо сказываются на модели СВ до тех пор, пока эта температура заметно ниже, чем температура нагретого вещества после взрыва. Температуру поджига можно определять самосогласованно для каждой отдельной вспышки. Однако самосогласованный расчет сложен и требует не всегда надежно известной микрофизики (например, скоростей многих реакций, сопровождающих горение углерода).

Вывод о нечувствительности результатов нашего упрощенного моделирования к точным значениям T_{ign} подтверждает адекватность нашего подхода.

По возможности мы старались сверять наши результаты с результатами других авторов. В частности, мы получили неплохое согласие с рис. 2 в работе Камминга и др. (2006), где сравнены мощности нейтринного и фотонного теплоотводов при СВ, и с рис. 5 в работе Кика и Хегера (2011), где представлены зависимости $L_\gamma(t)$ и $L_\nu(t)$ для одной из СВ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели основные особенности редких и очень энергичных событий — сверхвспышек, происходящих в глубоких слоях внешних оболочек аккрецирующих НЗ; они вызваны взрывным горением накопленного углерода (^{12}C) в глубоких слоях внешней коры НЗ. Для их моделирования использован численный код (Потехин, Шабрие, 2018), учитывающий современную микрофизику НЗ (раздел 2), введено приближение чисто нейтринного охлаждения (раздел 3), а также проанализирована динамика распространения тепла в период релаксации вспышки (раздел 4).

Предложен простой метод исследования стадии нейтринного охлаждения внешней коры, который позволил сформулировать универсальное соотношение для распределения температуры $T(t, \rho, Q_b)$ во вспыхнувшем слое.

Отмечено, что динамика СВ определяется двумя основными параметрами: плотностью ρ_{ign} взрывного поджига углерода и калорийностью топлива Q_b . При неглубоких СВ ($\rho_{\text{ign},9} \lesssim 0.3$) нейтринное излучение оказывается несущественным для любых рассмотренных Q_b ; такие СВ можно назвать “безнейтринными”. С ростом ρ_{ign} при достаточно высоких Q_b нейтринное излучение начинает играть важную роль. Длительность стадии нейтринного охлаждения растет (от $\sim 10^3$ с при $\rho_{\text{ign},9} \sim 0.3$ до $\gtrsim 10^5$ с при $\rho_{\text{ign},9} \sim 3$). С ростом Q_b до значений ~ 0.3 МэВ нейтринная светимость $L_\nu(t)$, вызванная СВ, начинает превосходить фотонную светимость $L_\gamma(t)$ с поверхности НЗ и определять остывание. При особо глубоком поджиге $\rho_{\text{ign},9} \gtrsim 3$ и высокой калорийности $Q_b \sim 0.3$ МэВ основная часть энергии СВ уносится нейтрино, а кривая блеска $L_\gamma(t)$ определяется лишь малой долей энергии СВ. Более того, с ростом ρ_{ign} все больше энергии уносится теплопроводностью внутрь НЗ. В определенных случаях даже через несколько месяцев после СВ в звезде может оставаться довольно большая энергия вспышки.

Использованный код остывания позволяет легко моделировать эволюцию энергии вспышек со временем (рис. 5). Сравнение с наблюдениями может помочь исследовать динамику энергии СВ для конкретных событий (рис. 6).

Еще раз подчеркнем, что моделирование СВ на высоком уровне выполняется более 20 лет (см., например, Камминг, Макбет, 2004; Камминг и др., 2006; Кик, Хегер, 2011; Альтамирано и др., 2012; Кик и др., 2012, 2015; Занд, 2017; Галлоуэй, Кик, 2021, и ссылки там). Многие упомянутые результаты (например, возможность нейтринного отвода основной части энергии СВ) были получены ранее (см., например, Камминг и др., 2006; Кик, Хегер, 2011). Наше рассмотрение позволило сформулировать ряд общих свойств СВ. К ним относятся: упрощенное описание стадии нейтринного охлаждения внешней коры; возможность изучения эволюции тепловой энергии СВ на масштабах нескольких месяцев и вывод о возможности удержания энергии СВ внутри НЗ на таких временных масштабах.

Рассмотренные максимальные глубины поджига $\rho_{\text{ign},9} \sim 5$ являются, по-видимому, предельными для взрывного горения ^{12}C (см., например, Потехин, Шабрие, 2012). Однако не исключено, что вспышки за счет горения вещества с другим составом возможны и в более глубоких слоях. Так, Паж и др. (2022) предположили, что мощная вспышечная активность источника MAXI J0556–332 связана с гипервспышкой в НЗ при $\rho_{\text{ign},9} \sim 100$ (у границы внешней оболочки и внутренней коры) под действием взрывного горения ряда нейтронно-избыточных изотопов. По теории такие гипервспышки если и происходят, то очень редко. Если все же происходят, то они представляют собой продолжение семейства обычных углеродных сверхвспышек, но в крайне необычном режиме.

Наши результаты могут быть полезны также для исследований обычных термоядерных вспышек в поверхностных слоях НЗ. Прежде всего, это так называемые вспышки промежуточной длительности (intermediate duration bursts), более короткие, чем СВ. Они возникают в гелиевом слое на холодной НЗ (см., например, Камминг и др., 2006; Занд, 2017). Схожие проблемы переноса энергии возникают при СВ или обычных вспышках магнитаров в их внутренней или внешней коре под действием сверхсильных магнитных полей (например, Каспи, Белобородов, 2017).

Работа поддержана Российским научным фондом (грант 19-12-00133-П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альтамирано и др. (D. Altamirano et al.), MNRAS **426**, 927 (2012).
2. Галлоуэй, Кик (G.K. Galloway and L. Keek), *Timing Neutron Stars: Pulsations, Oscillations and Explosions* (Ed. T.M. Belloni, M. Mendez, C. Zang), Astrophys. Space Sci. Library, Vol. 461 (Berlin, Heidelberg: Springer, 2021), p. 209.
3. Занд(in 't Zand), *7 years of MAXI: monitoring X-ray transients* (Ed. M. Serino, M. Shidatsu, W. Iwakiri, T. Mihara; Saitama: RIKEN, 2017), p. 121.
4. Камминг, Макбет (A. Cumming and J. Macbeth), Astrophys. J. **603**, L37 (2004).
5. Камминг и др. (A. Cumming, J. Macbeth, J.J.M. in 't Zand, and D. Page), Astrophys. J. **646**, 429 (2006).
6. Каспи, Белобородов (V.M. Kaspi and A.M. Beloborodov), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **55**, 261 (2017).
7. Кик, Хегер (L. Keek and A. Heger), Astrophys. J., **743**, 189 (2011).
8. Кик и др. (L. Keek, J.J.M. in 't Zand, E. Kuulkers, A. Cumming, E.F. Brown, and M. Suzuki), Astron. Astrophys. **479**, 177 (2008).
9. Кик и др. (L. Keek, A. Heger, and J.J.M. in 't Zand), Astrophys. J. **752**, 150 (2012).
10. Кик и др. (L. Keek, A. Cumming, Z. Wolf, D.R. Ballantyne, V.F. Suleimanov, E. Kuulkers, and T.E. Strohmayer), MNRAS **454**, 3559 (2015).
11. Колпи и др. (M. Colpi, U. Geppert, D. Page, and A. Possenti), Astrophys. J. **548**, L178 (2001).
12. Паж и др. (D. Page, J. Homan, M. Nava-Callejas, Y. Cavecchi, M.V. Beznogov, N. Degenaar, R. Wijnands, and A.S. Parikh), Astrophys. J. **933**, 216 (2022).
13. Пирсон и др. (J.M. Pearson, N. Chamel, A.Y. Potekhin, A.F. Fantina, C. Ducoin, A.K. Dutta, and S. Goriely), MNRAS **481**, 2994 (2018).
14. Потехин, Шабрие (A.Y. Potekhin and G. Chabrier), Astron. Astrophys. **538**, A115 (2012).
15. Потехин, Шабрие (A.Y. Potekhin and G. Chabrier), Astron. Astrophys. **609**, A74 (2018).
16. Хенсель и др. (P. Haensel, A.Y. Potekhin, and D.G. Yakovlev), *Neutron Stars. I. Equation of State and Structure*. (New York: Springer, 2007).
17. Шапиро С., Тьюколски С., *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* (М.: Мир, 1985).
18. Яковлев, Петик (D.G. Yakovlev and C.J. Pethick), Astron. Astrophys. **42**, 169 (2004).
19. Яковлев и др. (D.G. Yakovlev, A.D. Kaminker, A.Y. Potekhin, and P. Haensel), MNRAS **500**, 4491 (2021).