

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

Абрамкин Вадим Юрьевич

**ТЕПЛОВОЕ И НЕТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОДИНОЧНЫХ
НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В ОПТИЧЕСКОМ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ
ДИАПАЗОНАХ**

Специальность:

1.3.1 – Физика космоса, астрономия

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

Профессор, д. ф.-м. н.
ведущий научный сотрудник
ФТИ им А. Ф. Иоффе

Шибанов Юрий Анатольевич

Научный консультант:

к. ф.-м. н., научный сотрудник
ФТИ им А. Ф. Иоффе

Карпова Анна Викторовна

Санкт-Петербург – 2026

Содержание

Введение	4
	10
1 Наблюдения очень старого пульсара J0108-1431 на космическом телескопе им. Хаббла	12
1.1 Введение	12
1.2 Наблюдения	13
1.3 Астрометрия	14
1.4 Предполагаемое отождествление пульсара в дальнем УФ- и оптическом диапазонах	17
1.4.1 Фотометрия кандидата на отождествление пульсара в дальнем УФ-диапазоне	17
1.4.2 Верхние пределы в оптическом и ближнем УФ-диапазонах	18
1.5 Спектральные модели	21
1.5.1 Межзвездное поглощение в направлении на J0108	22
1.5.2 Многоволновой спектр J0108	24
1.6 Заключение	30
2 Тепловое и нетепловое излучение пульсара B0950+08 в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах	32
2.1 Введение	32
2.2 Наблюдения и обработка данных	33
2.3 Анализ данных и результаты	34
2.3.1 Астрометрия и изображения	34
2.3.2 Фотометрия	35
2.3.3 Спектральные модели	38
2.4 Результаты	41
2.5 Заключение	45
3 Пульсар J1741-2054 и его туманность типа головной ударной волны в дальнем УФ-диапазоне	46
3.1 Введение	46
3.2 Наблюдения	47
3.3 Анализ данных	48
3.3.1 Астрометрия	49
3.3.2 Фотометрия	50
3.4 Модельные аппроксимации	56

3.4.1	Аппроксимации оптического и УФ-спектра J1741	56
3.4.2	Спектр J1741 от оптического до рентгеновского диапазона	58
3.4.3	Туманность типа головной ударной волны	61
3.5	Обсуждение результатов и сравнение с другими объектами	64
3.5.1	Пульсар	64
3.5.2	Туманность типа головной ударной волны	71
3.6	Заключение	79
4	Спектр изолированной нейтронной звезды RX J2143.0+0654 в диапазоне от ближнего инфракрасного до дальнего ультрафиолетового	80
4.1	Введение	80
4.1.1	Свойства рентгеновских изолированных радиотихих НЗ	80
4.1.2	Предыдущие наблюдения RX J2143.0+0654	82
4.2	Наблюдения и обработка данных	83
4.2.1	Наблюдения на HST	83
4.2.2	Наблюдения на XMM-Newton	84
4.3	Анализ данных	84
4.3.1	Спектр от ближнего ИК- до дальнего УФ-диапазона	84
4.3.2	Анализ данных XMM-Newton	90
4.3.3	Совместная аппроксимация данных HST и XMM-Newton	96
4.4	Результаты	96
4.4.1	Нетепловое излучение в УФ-ИК-диапазоне	98
4.4.2	Тепловое излучение	100
4.5	Заключение	103
5	Заключение	105
	Литература	108

Введение

Актуальность темы диссертации

Нейтронные звезды (НЗ) являются финальным этапом эволюции достаточно массивных (массой порядка 10–25 масс Солнца, $M_{\odot}$) звезд главной последовательности и представляют собой очень компактные и плотные объекты. Радиус НЗ составляет порядка 12 км, в то время как их масса лежит в диапазоне примерно 1–2 $M_{\odot}$.

Уникальные свойства НЗ позволяют использовать их для проверки фундаментальных теорий в различных областях физики и астрофизики. В недрах и окрестностях НЗ материя находится в экстремальных физических условиях. Такие величины, как плотность вещества, напряженность магнитного поля и сила гравитации, достигают здесь колоссальных значений, недостижимых в рамках земных экспериментов. Плотность в центральных областях НЗ может в несколько раз превосходить нормальную ядерную плотность $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14}$ г см⁻³. Точный состав и уравнение состояния настолько плотного вещества в настоящее время неизвестны. Из-за этого предельная масса НЗ (предел Толмена–Оппенгеймера–Волкова) и соотношение между ее массой и радиусом пока не определены. Напряженность магнитного поля НЗ достигает 10^{12} – 10^{13} Гс и даже 10^{15} Гс для магнетаров. Гравитация внутри и вблизи НЗ настолько сильна, что эффекты общей теории относительности играют важную роль в теоретических моделях и многих наблюдаемых характеристиках НЗ.

НЗ излучают во всех диапазонах электромагнитного спектра и наблюдаются на соответствующих наземных и космических обсерваториях. Они были открыты как источники пульсирующего радиоизлучения (радиопульсары) [1], и по настоящее время большинство из них наблюдается в этом качестве. Пульсирующее излучение обусловлено быстрым вращением НЗ. Постепенное замедление этого вращения служит источником энергии нетеплового излучения, которое создается релятивистскими частицами в магнитосфере пульсара и наблюдается в диапазоне от радиоволн до гамма-излучения.

Помимо магнитосферного, в более узком спектральном диапазоне – от оптического до мягкого рентгеновского – можно наблюдать тепловое излучение с поверхности НЗ. Оно скрыто под мощным магнитосферным излучением у очень молодых пульсаров (например, [2, 3]), но при возрасте около 100 тыс. лет последнее становится слабее и тепловое излучение выходит на первый план, достигая максимальной интенсивности в экстремальном ультрафиолетовом (УФ) или мягком рентгеновском диапазонах [4]. Это тепловое излучение может включать холодную компоненту, связанную с остаточным теплом охлаждающейся НЗ, и горячую компоненту, возникающую в локальных областях поверхности НЗ. Горячая компонента может быть обусловлена нагревом от релятивистских частиц из магнитосферы пульсара или анизотропным переносом тепла из внутренней части НЗ. Когда возраст пульсара превышает примерно 1 млн лет, его охлаждение приводит к тому, что холодная компонента теплового излучения становится заметной только в УФ- и оптическом

диапазонах, при этом горячую тепловую компоненту все еще можно наблюдать в мягком рентгеновском диапазоне вместе с ослабленной магнитосферной компонентой. Таким образом, многоволновые наблюдения пульсаров среднего возраста (примерно 0.1–1 млн лет) позволяют изучать все компоненты электромагнитного излучения НЗ, что особенно важно для понимания их физики и эволюции (например, [5]).

Наблюдения пульсаров среднего возраста в оптическом и УФ-диапазонах дают возможность отделить нетепловую компоненту, которая обычно доминирует в оптической части спектра, и сравнить ее с нетепловой компонентой рентгеновского спектра. Также такие наблюдения позволяют обнаружить рэлей-джинсовскую часть холодной тепловой компоненты и оценить температуру основной части поверхности НЗ. Однако из-за низкой яркости оптического и УФ-излучения пульсаров среднего возраста хорошо изучены только три таких объекта: PSR B0656+14, Geminga и PSR B1055–52 [6, 7, 8]. Поэтому наблюдения новых объектов этого класса в оптическом и УФ-диапазонах важны для понимания свойств НЗ и их эволюции.

НЗ рождаются с экстремально высокими температурами, после чего постепенно остывают, теряя энергию за счет нейтринного излучения из недр и излучения фотонов с поверхности. Скорость остывания зависит от состава и состояния вещества в недрах НЗ, поэтому изучение их тепловой эволюции является важным инструментом для исследований фундаментальных свойств материи. Тепловая эволюция молодых НЗ на стадии нейтринного охлаждения (при возрасте $\tau \lesssim 1$ млн лет) достаточно хорошо исследована (например, [9, 10, 11]). В то же время тепловая эволюция более старых НЗ остается практически неисследованной. Классическая теория предполагает пассивное остывание НЗ. В рамках этой модели на стадии фотонного охлаждения (при возрасте $\tau \gtrsim 1$ млн лет) температура их поверхности должна стремительно падать, опускаясь ниже 10^4 К при достижении возраста 10 млн лет. В сочетании с очень малыми размерами НЗ это должно приводить к тому, что интенсивность теплового излучения даже ближайших НЗ, находящихся на расстояниях порядка 100–300 пк, становится очень малой, делая невозможным его детектирование с помощью имеющихся инструментов. Однако были предложены различные механизмы подогрева, которые могут замедлять или даже разворачивать процесс остывания (например, [12]). В частности, взаимодействие быстро вращающегося сверхтекучего вещества с вращающейся медленнее обычной материей во внутренней коре НЗ способно поддерживать температуру поверхности на уровне в несколько раз выше 10^5 К, даже при возрасте 10–100 млн лет [13, 14, 15, 12]. Этот механизм «нагрева трением» может быть исследован путем наблюдения теплового излучения старых НЗ. Оптимальным для таких наблюдений является дальний УФ-диапазон, поскольку на него приходится максимум интенсивности излучения при ожидаемых температурах поверхности, тогда как наблюдения в оптическом диапазоне позволяют ограничить параметры нетеплового магнитосферного излучения, которое зачастую в нем доминирует. Благодаря наблюдениям в дальнем УФ-диапазоне нагрев был обнаружен у миллисекундного пульсара J0437-4715 [16] и клас-

сического пульсара B0950+08 [17]. Однако в случае последнего необходимы дополнительные наблюдения, прежде всего в красной области оптического диапазона с максимально высоким угловым разрешением, чтобы отделить пульсар от близкого фонового объекта.

Наблюдения старых НЗ (возрастом больше 1 млн лет) в оптическом и УФ-диапазонах, в сочетании с рентгеновскими наблюдениями, важны также и для понимания нетепловых процессов излучения в их магнитосферах. На сегодняшний день лишь несколько таких объектов были детектированы как оптическом и/или УФ-диапазонах, так и в рентгеновском. Это пульсар PSR B1929+10 [18, 19], возраст которого оценивается в 3 млн лет, а также уже упоминавшийся PSR B0950+08 [18, 17]. Кроме того, в эту группу входят миллисекундные пульсары PSR J2124-3358 [20] и PSR J0437-4715 [16, 21]. Все эти объекты были обнаружены в оптическом и УФ-диапазоне с помощью космического телескопа им. Хаббла (Hubble Space Telescope, HST). PSR B0950+08 и PSR J0437-4715 демонстрируют тепловую спектральную компоненту в УФ-диапазоне, в то же время для двух других пульсаров имеющихся данных недостаточно для объяснения природы излучения в этой области спектра. Кроме того, оптический кандидат на отождествление был найден с помощью Very Large Telescope (VLT) для пульсара PSR B1133+16, возрастом 5 млн лет, но его отождествление до сих пор не подтверждено [22, 23]. Еще одним очень старым пульсаром для подтверждения оптического отождествления которого необходимы новые наблюдения является PSR J0108-1431.

Быстрое вращение НЗ с сильным магнитным полем также разгоняет пульсарный ветер, состоящий из релятивистских заряженных частиц. Взаимодействуя с внешней средой, он может формировать туманность пульсарного ветра (Pulsar Wind Nebula, PWN). Такие туманности могут наблюдаться во всех диапазонах электромагнитного спектра (например, [24]). При движении НЗ сквозь внешнюю среду со сверхзвуковой скоростью, впереди нее может формироваться головная ударная волна (например, [25]). Если окружающая межзвездная среда (МЗС) содержит достаточное количество нейтральных атомов, в этой области возникает излучение в оптическом диапазоне – преимущественно в линиях серии Бальмера. В результате образуется туманность типа головной ударной волны [26, 27, 28]. Некоторые из таких туманностей наблюдаются и в дальнем УФ-диапазоне, где природа их излучения остается не вполне ясной [29, 20]. Это делает актуальными наблюдения в дальнем УФ-диапазоне пульсаров, у которых туманности типа головной ударной волны обнаружены в оптическом диапазоне.

Еще одним интересным классом объектов является семейство близких изолированных радиотихих НЗ, обнаруженных по тепловому рентгеновскому излучению. У них был выявлен избыток потока в оптическом и УФ-диапазонах по сравнению с экстраполяцией их рентгеновского теплового спектра в область низких энергий [30]. Кроме того, форма спектра в данном диапазоне у большинства из этих источников не соответствует рэлей-джинсовскому хвосту спектра теплового излучения. Для выяснения природы этих несоответствий необходимы дополнительные детальные наблюдения в оптическом, УФ- и ближ-

нем инфракрасном (ИК) диапазонах.

Данная работа посвящена наблюдениям близких одиночных НЗ в оптическом и УФ-диапазонах, в отдельных случаях дополненным наблюдениями в ближнем ИК- и рентгеновском диапазонах. Нужно отметить, что большинство одиночных НЗ представляют собой экстремально слабые оптические объекты со звездными величинами $\gtrsim 25^m$. Исключением являются три молодых пульсара: пульсар в Крабовидной туманности (16.6^m), B0540-69 (22.4^m) и Vela (23.6^m). После них идет группа из трех близких пульсаров среднего возраста: B0656+14, B1055-52 и Геминга, а также изолированная НЗ RX J1856.5-3754 (25^m-26^m). Остальные объекты еще более слабые, поэтому их обнаружение представляет собой предельную задачу даже для крупнейших наземных телескопов, так как их угловое разрешение ограничено атмосферой. Поэтому в оптическом и УФ-диапазонах обнаружено значительно меньше НЗ, чем в радио-, рентгеновском и гамма-диапазонах, что делает наблюдения в этой спектральной области актуальной задачей.

Поскольку угловое разрешение HST близко к дифракционному пределу, он обладает неоспоримыми преимуществами перед наземными инструментами при наблюдении столь слабых точечных источников. В частности, он позволяет эффективно отделять наблюдаемый объект от близких фоновых источников (как это будет продемонстрировано в главе 2). Кроме того, из-за атмосферного поглощения наблюдения в дальнем УФ-диапазоне с поверхности Земли в принципе невозможны. HST же находится на низкой околоземной орбите, и на его борту имеются специализированные детекторы, такие как SBC (Solar Blind Channel) камеры ACS (Advanced Camera for Surveys). Все это делает HST наилучшим инструментом для таких исследований.

Цели и задачи работы

Целями данной работы являлись исследования четырех одиночных НЗ, перспективных для решения упомянутых выше актуальных задач, по данным астрономических наблюдений.

Для достижения поставленных целей решались следующие задачи:

1. Исследование очень старого пульсара PSR J0108-1431 по данным наблюдений на HST в оптическом и УФ-диапазоне и архивным данным других обсерваторий. Отождествление пульсара в УФ-диапазоне, оценка параметров его спектра и установление ограничений на температуру поверхности.
2. Исследование старого пульсара PSR B0950+08 по наблюдениям на HST в оптическом диапазоне. Получение изображений пульсара с высоким угловым разрешением и разрешение его от фонового объекта в красной области спектра. Оценка параметров спектра в оптической и УФ-областях и температуры поверхности НЗ.
3. Определение природы излучения пульсара среднего возраста PSR J1741-2054 в даль-

нем УФ-диапазоне, исследование его многоволнового спектра в интервале от оптического до рентгеновского диапазона, а также оценка температуры поверхности.

4. Исследование туманности типа головной ударной волны пульсара PSR J1741-2054, впервые детектированной в дальнем УФ-диапазоне.
5. Исследование излучения изолированной НЗ RX J2143.0+0654 в оптическом, ближнем ИК- и дальнем УФ-диапазонах. Определение параметров ее спектра в указанных областях.

Научная новизна

Работа выполнена на основе оригинальных наблюдений изолированных НЗ на HST в оптическом, УФ- и ближнем ИК-диапазонах. Также для одного из объектов использовались оригинальные наблюдения в рентгеновском диапазоне на космической обсерватории XMM-Newton. Впервые получены следующие результаты:

1. Обнаружен кандидат на отождествление PSR J0108-1431, сделана оценка его плотности потока в дальнем УФ-диапазоне. Измерены верхние пределы на плотность потока PSR J0108-1431 в оптическом и ближнем УФ-диапазонах. Получена новая оценка температуры поверхности этой НЗ, которая существенно ниже существовавшей ранее.
2. Получены изображения PSR B0950+08 в двух оптических фильтрах, где пульсар хорошо разрешен от протяженного фонового объекта. Это позволило аккуратно измерить плотность потока в красной области оптического диапазона. С учетом новых данных получены параметры аппроксимации спектра этого объекта в оптической и УФ-областях: пологий наклон степенной компоненты $\alpha \sim -0.3$ и эффективная температура для удаленного наблюдателя в диапазоне $T_\infty = (6-12) \times 10^4$ К. Наиболее консервативное ограничение на температуру основной части поверхности НЗ составило $T_\infty < 1.7 \times 10^5$ К.
3. Пульсар PSR J1741-2054 и его туманность типа головной ударной волны впервые детектированы в дальнем УФ-диапазоне. Измерены плотности потока в этой области для пульсара и туманности. Получены оценки параметров спектра пульсара в оптическом и УФ-диапазонах. Также получены ограничения на параметры спектра туманности и ее светимость в дальнем УФ-диапазоне.
4. Изолированная НЗ RX J2143.0+0654 детектирована в ближнем УФ- и ближнем ИК-диапазонах. Путем аппроксимации УФ-ИК-спектра получены оценки температуры НЗ и наклона степенной компоненты спектра. Описан спектр этого объекта в диапазоне длин волн 0.14–1.7 мкм по результатам измерений средних плотностей потока в

пяти фильтрах. Показано, что в УФ-части спектра этого объекта доминирует рэлей-джинсовский хвост теплового излучения, в то время как степенная компонента с наклоном $\alpha \approx -0.8$ преобладает в ближнем ИК-диапазоне.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов обусловлена тем, что они базируются на данных астрономических наблюдений, выполненных на крупнейших и наиболее современных телескопах. Применявшиеся для обработки методы и программное обеспечение являются общепринятыми в мировом научном сообществе, а также рекомендованными в руководствах к используемым инструментам и коллективами обсерваторий, на которых проводились наблюдения. В тех случаях, когда это было возможно, результаты обработки архивных данных сопоставлялись с результатами независимых предшествующих исследований.

Научная и практическая значимость

Получены оценки температуры поверхности двух старых НЗ. Найденные значения существенно ниже предыдущих результатов, но все еще значительно превышают температуры, предсказываемые теорией пассивного остывания НЗ. Данный факт может свидетельствовать о наличии эффективных источников подогрева в их недрах, механизмы которого определяются фундаментальными свойствами сверхплотной материи.

Обнаруженная в дальнем УФ-диапазоне у пульсара J1741-2054 туманность типа головной ударной волны является одной из всего лишь трех известных объектов такого типа и обладает наибольшей яркостью среди них. Это делает ее наилучшим кандидатом для спектральных наблюдений, которые должны прояснить природу излучения подобных объектов в дальнем УФ-диапазоне.

Показано, что спектр радиотихой изолированной НЗ RX J2143.0+0654 в УФ-ИК диапазоне значительно отличается от простого продолжения рентгеновского теплового спектра в сторону низких энергий и состоит из рэлей-джинсовского хвоста теплового излучения и нетепловой компоненты, которую можно описать степенным законом. Данный результат представляет собой наиболее детальное на сегодняшний день исследование изолированной радиотихой НЗ в УФ-ИК-диапазоне и может быть использован при дальнейшем изучении и моделировании этого и других объектов такого класса.

Положения, выносимые на защиту

1. Наблюдения HST на уровне значимости детектирования 3σ указывают на наличие излучения пульсара J0108-1431 в дальнем УФ-диапазоне. В этом случае средняя плотность потока в фильтре F140LP составляет $f_{\nu,140} = 9 \pm 3$ нЯн. Если поток в дальнем УФ-диапазоне обусловлен только тепловым излучением, температура по-

верхности НЗ лежит в интервале $T_\infty \approx (3-5) \times 10^4$ К. Консервативное ограничение на температуру поверхности составляет $T_\infty < 6 \times 10^4$ К.

2. Средние плотности потока пульсара B0950+08 в оптических фильтрах F475X и F775W по данным HST составляют 60 ± 6 нЯн и 53 ± 7 нЯн соответственно. Спектр этого объекта в оптической и УФ-областях удовлетворительно описывается суммой модели чернотельного излучения с эффективной температурой $T_\infty = (6-12) \times 10^4$ К и степенной компоненты с пологим наклоном $\alpha = -0.3 \pm 0.3$. Наиболее консервативное ограничение на температуру поверхности НЗ составляет $T_\infty < 1.7 \times 10^5$ К.
3. Средние плотности потока излучения пульсара J1741-2054 в фильтрах F125LP и F140LP дальнего УФ-диапазона составляют $f_{\nu,125} = 113 \pm 11$ нЯн и $f_{\nu,140} = 148 \pm 30$ нЯн. Наблюдаемый поток от туманности типа головной ударной волны этого пульсара в диапазоне 1250–1850 Å составляет $\sim 10^{-13}$ эрг см⁻² с⁻¹. При этом описание спектра пульсара в оптическом и УФ-диапазонах требует либо необычно большого положительного значения наклона степенного закона $\alpha \sim 1$, либо добавления к нему тепловой компоненты с эффективной температурой ~ 50 эВ.
4. Наблюдения радиотихой изолированной НЗ RX J2143.0+0654 на HST в диапазоне длин волн 0.14–1.7 мкм показали, что УФ-часть спектра этого объекта согласуется с рэлей-джинсовским хвостом теплового спектра, в то время как степенная компонента с наклоном $\alpha \sim -0.8$ доминирует в оптическом и ближнем ИК-диапазонах.

Апробация работы

Описанные в диссертации результаты опубликованы в 4 научных статьях в рецензируемых журналах, были представлены на всероссийских конференциях «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (Москва, ИКИ РАН, 2023) и «Физика нейтронных звезд» (Санкт-Петербург, ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 2026), а также семинарах сектора теоретической астрофизики ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Список публикаций

В публикациях, где соискатель является первым автором, его вклад является определяющим. В публикации, где соискатель не является первым автором, личный вклад указан в скобках.

1. Abramkin V., Shibano Y., Mignani R. P., Pavlov G. G. Hubble Space Telescope Observations of the Old Pulsar PSR J0108-1431 // *Astroph. J.* – 2021. – Vol. 911, no. 1. – P. 1.

2. Abramkin V., Pavlov G. G., Shibano Y., Kargaltsev O. Thermal and Nonthermal Emission in the Optical-UV Spectrum of PSR B0950+08 // *Astroph. J.* – 2022. – Vol. 924, no. 2. – P. 128.
3. Abramkin V., Pavlov G. G., Shibano Y. et al. The middle-aged pulsar PSR J1741–2054 and its bow-shock nebula in the far-ultraviolet // *Astron. Astroph.* – 2025. – Vol. 696. – P. A121.
4. Pavlov G. G., Abramkin V., Posselt B. UVOIR Spectrum, X-Ray Emission, and Proper Motion of the Isolated Neutron Star RX J2143.0+0654 // *Astroph. J.* – 2026. Vol. 996, no. 1. – P. 79. (Анализ спектра в диапазоне от УФ до ИК, обработка и анализ рентгеновских данных, проверка и обсуждение результатов)

Личный вклад

Соискатель выполнил обработку и анализ наблюдательных данных, аппроксимации спектров различными моделями и написал необходимые для этого программные коды. Также, совместно с соавторами, он произвел интерпретацию полученных результатов. В положениях, выносимых на защиту, вклад автора диссертации является основным и определяющим.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и библиографии. Общий объем диссертации составляет 120 страниц, включая 27 рисунков и 19 таблиц. Библиография включает 181 наименование на 13 страницах.

Глава 1

Наблюдения очень старого пульсара J0108-1431 на космическом телескопе им. Хаббла

1.1 Введение

Пульсар PSR J0108-1431 (далее J0108) был открыт Т. М. Таурисом [31] в ходе обзора южного неба с целью поиска радиопульсаров [32] и на тот момент считался самой близкой НЗ. Он имеет период $P = 0.808$ с и производную периода $\dot{P} = 6.51 \times 10^{-17}$ с с⁻¹ (скорректированную на эффект Шкловского), что означает темп потери энергии вращения $\dot{E} = 5.1 \times 10^{30}$ эрг с⁻¹ и напряженность магнитного поля на экваторе $B_s = 2.3 \times 10^{11}$ Гс. С характеристическим возрастом 196 млн лет J0108 является одним из наиболее старых классических (не раскрученных) изолированных радиопульсаров, известных на настоящий момент. Он лежит вблизи так называемой «линии смерти» на диаграмме P - $\dot{P}$ и является одним из самых слабых радиопульсаров. На частоте 400 МГц его светимость, рассчитанная для расстояния 210_{-50}^{+90} пк (определенного из измерений радиопараллакса [33] на интерферометре со сверхдлинной базой Australian Long Baseline Array с учетом эффекта Лутца-Келкера [34]), составляет всего 0.391 мЯн кпк².

При первых глубоких оптических наблюдениях J0108 на VLT [35] был обнаружен некоторый избыток яркости в фильтрах U и B в пределах эллипса ошибок положения радиопульсара, полученного по данным Австралийского Компактного Массива Телескопов, причем этот избыток проецируется близко к краю вытянутой фоновой галактики. Однако авторы этой работы заключили, что, наиболее вероятно, это не было реальным детектированием и привели только верхние пределы на среднюю плотность потока в фильтрах U , B и V .

Измерение положения J0108 с помощью рентгеновской космической обсерватории Chandra в 2007 г. указало на значительное собственное движение пульсара [36]. При экстраполяции этого движения на эпоху наблюдений VLT полученное положение совпало с координатами избытка яркости, отмеченного в работе [35]. Таким образом, авторы работы [37] предположили, что пульсар действительно был детектирован на VLT со звездными величинами $U = 26.4 \pm 0.3$, $B = 27.9 \pm 0.5$, $V > 27.8$. В дальнейшем собственное движение пульсара было уточнено в радиодиапазоне с помощью VLBI [33], что сделало предполагаемую идентификацию более уверенной, с вероятностью случайного совпадения $\sim 3 \times 10^{-4}$ [38]. Оптический спектр кандидата на отождествление J0108 был плохо определен, хотя потоки в фильтрах U и B соответствовали тепловому рэлей-джинсовскому спектру с температурой $\sim 2.3 \times 10^5$ К для НЗ радиусом 13 км, находящейся на расстоянии 210 пк.

Отождествление J0108 в рентгеновском диапазоне [36] было в дальнейшем подтверждено детектированием рентгеновских пульсаций на космической обсерватории XMM-Newton

[39]. Рентгеновский спектр пульсара наилучшим образом описывался суммой степенной компоненты с фотонным индексом $\Gamma = 2$ и тепловой (чернотельной) компоненты с температурой $1.28_{-0.12}^{+0.35} \times 10^6$ К и эффективным радиусом эквивалентной излучающей сферы $R = 43_{-9}^{+16} d_{210}$ м, где d_{210} – расстояние до пульсара в единицах 210 пк, с учетом поглощения с эквивалентной колонковой плотностью водорода $N_H = 2.3_{-2.2}^{+2.4} \times 10^{20}$ см $^{-2}$.

Предполагаемое оптическое отождествление J0108, однако, с тех пор не было подтверждено. Последующие наблюдения на VLT 2009 г. с экспозицией, вдвое превышающей предыдущую, оказались неудачными из-за неоптимальных погодных условий. Это привело к значительно более плохому качеству изображения ($0.8''$ – $1.0''$ [38]) по сравнению с $0.5''$ в предыдущих наблюдениях 2000 г. [35]. Объект не был детектирован на новом, ожидаемом согласно собственному движению пульсара, месте. В то же время верхние пределы на его яркость $U \gtrsim 26.5$, $B \gtrsim 27.2$ находились в согласии с предполагаемым в работе [37] детектированием. Для подтверждения оптического отождествления J0108, оценки параметров его спектра и установления ограничений на температуру поверхности НЗ были проведены новые наблюдения на HST в оптическом и УФ-диапазонах.

1.2 Наблюдения

J0108 наблюдался на HST в августе 2016 г. (программа 14249, руководитель наблюдений Р. Мигнани) с использованием детектора UVIS (Ultraviolet-Visible channel) камеры WFC3 (Wide Field Camera 3) на протяжении шести орбит (периодов обращения космического телескопа вокруг Земли) и детектора ACS/SBC на протяжении двух орбит. Изображения были получены на WFC3/UVIS в трех широких фильтрах: F438W (аналог В), F336W (аналог U) и F225W, в то время как фильтр с очень широкой полосой пропускания F140LP был использован вместе с ACS/SBC. Параметры наблюдений и фильтров собраны в Таблице 1.1. Для каждого фильтра общее время накопления было разделено на более короткие экспозиции, распределенные на две орбиты HST. Экспозиции на WFC3/UVIS были сделаны в режиме ACCUM с применением четырехточечной прямоугольной схемы сдвигов на каждой орбите. Была использована апертура UVIS2-C1K1C-CTE для расположения объекта максимально близко к считывающему устройству и минимизации потерь заряда при переносе по ПЗС, как и рекомендуется в руководстве к инструменту. Данные были обработаны и откалиброваны через процедуру потоковой обработки CALWF3, которая также включает в себя совмещение изображений, коррекцию дисторсии и потерь заряда при переносе, фильтрацию космических лучей и сложение изображений. Одна экспозиция была сделана с использованием ACS/SBC на каждой из двух орбит, выделенных для этого. Данные были пропущены через потоковую процедуру CALACS, включающую в себя фотометрическую калибровку и коррекцию дисторсии. Детектор SBC не подвержен влиянию космических лучей и потерям заряда при переносе. Данные, полученные для каждого фильтра на протяжении двух орбит, были скомбинированы для получения финальных изображений. Однако апертурная заслонка была закрыта на протяжении всей второй экс-

Таблица 1.1: Наблюдения PSR J0108-1431 на HST

Время начала наблюдений	Инструмент	Фильтр	λ_p^a (Å)	$\Delta\lambda^b$ (Å)	Экспозиция (с)
2016-08-08 15:00:47	WFC3/UVIS	F225W	2359	460	2472
2016-08-08 16:33:47	WFC3/UVIS	F225W	2359	460	2460
2016-08-08 18:09:13	WFC3/UVIS	F336W	3355	550	2580
2016-08-08 19:44:39	WFC3/UVIS	F336W	3355	550	2580
2016-08-08 21:20:04	WFC3/UVIS	F438W	4325	670	2580
2016-08-08 22:55:30	WFC3/UVIS	F438W	4325	670	2580
2016-08-11 22:32:15	ACS/SBC	F140LP	1528	226	2800

^a Номинальная длина волны фильтра.

^b Полная ширина на половине высоты (FWHM) кривой пропускания фильтра.

позиции (орбиты) на ACS/SBC (2900 с), поскольку датчики точного наведения не смогли определить гидирующие звезды. В связи с этим вторая орбита не дала научных данных, и в Таблицу 1.1 включена только первая орбита.

1.3 Астрометрия

Точная астрометрическая привязка имеет решающее значение для поиска оптического отождествления по совпадению его положения с координатами пульсара, известными из радионаблюдений. Для получения астрометрического решения был использован каталог GAIA DR2 [40] и процедуры из пакета IRAF `imcentroid` и `ssmap`. Пять объектов из каталога лежат в поле зрения детектора UVIS, размером $162'' \times 162''$ (размер пикселя 39.6 миллисекунд дуги (мсд) был выбран при обработке данных). Эти объекты наилучшим образом детектировались на изображении в фильтре F438W, которое мы использовали в качестве опорного для привязки изображения, полученного на SBC, с полем зрения $31'' \times 34''$ и выбранным размером пикселя 25 мсд. Объекты из каталога GAIA обозначены и пронумерованы на Рис. 1.1, их координаты и компоненты собственного движения μ_α и μ_δ перечислены в Таблице 1.2. Объект 2 похож на эллиптическую галактику и не показывает собственного движения.

Координаты и значения собственного движения четырех звезд из Таблицы 1.2 были использованы для расчета их координат на эпоху наблюдений UVIS (MJD 57608) для использования при астрометрической привязке. Галактика (объект 2) также была учтена для увеличения количества опорных объектов. Благодаря ее регулярной (эллиптической) форме неопределенность ее положения на изображении в фильтре F438W достаточно мала и составляет порядка 2.4 мсд. Общая (вычисленная по звездам и галактике) среднеквадратичная неопределенность центрирования объектов составляет 1.9 мсд. Согласно Таблице 1.2, среднеквадратичная неопределенность координат опорных объектов по каталогу GAIA составляет 1.3 мсд. Формальные неопределенности астрометрического решения, полученного с помощью `ssmap`, составили 0.7 мсд по прямому восхождению и 2.3 мсд по

склонению. Дополнительная ошибка, составляющая 2 мсд, связана с коррекцией дисторсии для детектора WFC3/UVIS [41]. В результате, квадратично складывая все ошибки, мы получаем финальную неопределенность около 4 мсд (0.1 пикселя) по обеим координатам для астрометрической привязки изображения в фильтре F438W. Использование тех же опорных объектов для изображения в фильтре F336W дало итоговые неопределенности по обеим координатам порядка 7 мсд.

Нужно отметить, что для корректной оценки точности привязки необходимо иметь значительно больше опорных объектов, поэтому реальная точность астрометрической привязки для изображений в фильтрах F438W и F336W, скорее всего, существенно ниже. Для изображения в фильтре F225W формальные ошибки астрометрического решения составили 23 мсд по прямому восхождению и 13 мсд по склонению, а итоговые неопределенности привязки изображения составили 50 мсд по обеим координатам. Снижение точности астрометрической привязки по сравнению с изображением в фильтре F438W обусловлено существенным падением яркости опорных объектов при уменьшении длины волны.

Точное совмещение изображений в фильтрах F140LP и F438W невозможно при использовании стандартного подхода, поскольку есть всего пять общих объектов (обозначенные на Рис. 1.2), четыре из которых являются протяженными, что не позволяет надежно определить их положения на изображении в фильтре F140LP. Единственным общим точечным объектом является звезда 3, которая, однако, становится значительно более тусклой в фильтре F140LP. Эта звезда использовалась для первичной оценки сдвига между изображениями в фильтрах F140LP и F438W, благодаря чему был определен сдвиг, составивший $1.3''$ по прямому восхождению и $0.4''$ по склонению. Его погрешность в основном связана с неопределенностью позиции звезды на изображении в фильтре F140LP и составляет 30 мсд. Она была консервативно оценена (смотрите, например, [42]) как FWHM функции рассеяния точки для детектора SBC, составляющая около $0.2''$ [43], деленная на отношение сигнала к шуму $S/N \approx 3$, умноженное на $\sqrt{8 \ln 2} = 2.35$. Процедура `imcentroid` давала схожее значение. После этого были изменены соответствующие значения, отвечающие за систему координат в SBC-файле, для компенсации измеренного сдвига. Остальные (протяженные) объекты, особенно расположенная близко к наблюдаемому объекту спиральная галактика, видимая с ребра, показывающая очень схожую структуру на обоих изображениях, использовались для проверки измеренного сдвига и поиска признаков взаимного вращения между двумя изображениями. Похожий подход использовался авторами работы [44] для совмещения УФ и оптического изображений пульсара PSR B0950+08. При наложении изображений (см. Рис. 1.2) не было найдено признаков дополнительного сдвига или вращения в пределах погрешности $0.2''$ по всему полю. Поскольку все остальные неопределенности существенно меньше, астрометрическая привязка SBC была признана надежной в этих пределах, и данная величина была принята в качестве точности астрометрии для изображения в фильтре F140LP.

Наиболее точные измерения координат радиопульсара и его собственного движения

Таблица 1.2: Координаты и компоненты собственного движения объектов из каталога GAIA DR2, обозначенных на Рис. 1.1

Объект	Пр. восх. (α^a)	Склонение (δ^a)	$\Delta\alpha$ (мсд)	$\Delta\delta$ (мсд)	μ_α^b (мсд год $^{-1}$)	μ_δ (мсд год $^{-1}$)
1	01:08:09.001	-14:31:32.121	0.70	0.55	$+0.6 \pm 1.9$	-5.3 ± 1.2
2	01:08:09.181	-14:32:04.753	2.0	1.6	...	...
3	01:08:07.706	-14:32:01.488	0.15	0.12	$+5.09 \pm 0.42$	-4.12 ± 0.26
4	01:08:15.742	-14:32:33.613	0.23	0.18	-6.56 ± 0.65	-30.61 ± 0.41
5	01:08:14.793	-14:32:49.463	0.30	0.23	$+46.72 \pm 0.82$	-4.43 ± 0.52

^a Координаты из каталога GAIA приведены на эпоху 2015.5 (MJD 57204).

^b μ_α определено как $\dot{\alpha} \cos \delta$, где α и δ – прямое восхождение и склонение соответственно.

были получены на эпоху MJD 54100 с помощью радиоинтерферометра со сверхдлинной базой Australian Long Baseline Array [33]. На основе этих данных были вычислены координаты пульсара на эпохи наблюдений HST и VLT (Таблица 1.3). Неопределенности вычисленных позиций на изображениях HST (третья и четвертая строки Таблицы 1.3) включают в себя погрешности астрометрии для изображений в фильтрах F438W и F140LP, а также ошибки, связанные с неточностью определения собственного движения пульсара.

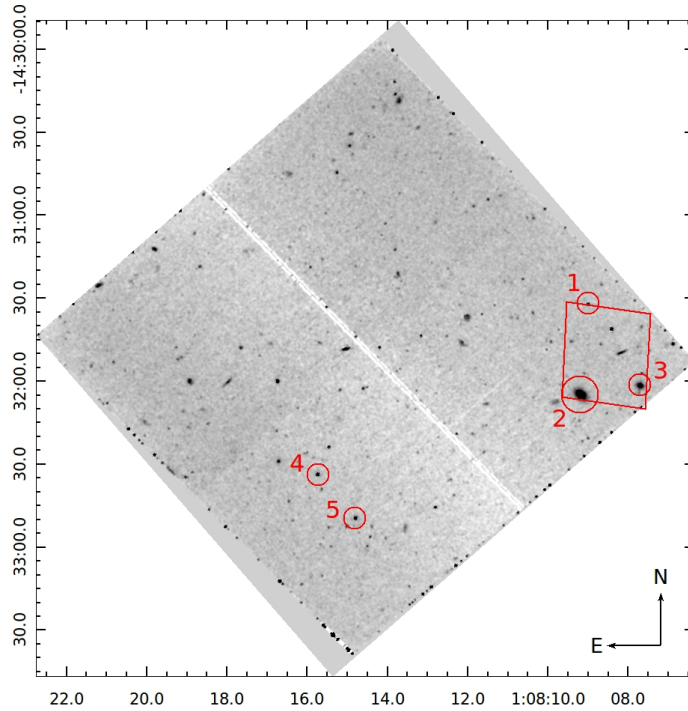


Рисунок 1.1: Изображение окрестностей пульсара в фильтре F438W, сделанное детектором WFC3/UVIS. Приведенное для иллюстрации изображение было бинировано с коэффициентом 8 (итоговый размер пикселя $0.32''$) и сглажено. Красными окружностями с номерами обозначены 5 объектов из каталога GAIA DR2, перечисленные в Таблице 1.2 и использовавшиеся для астрометрии. Красный четырехугольник обозначает поле зрения детектора ACS/SBC, показанное на Рис. 1.2.

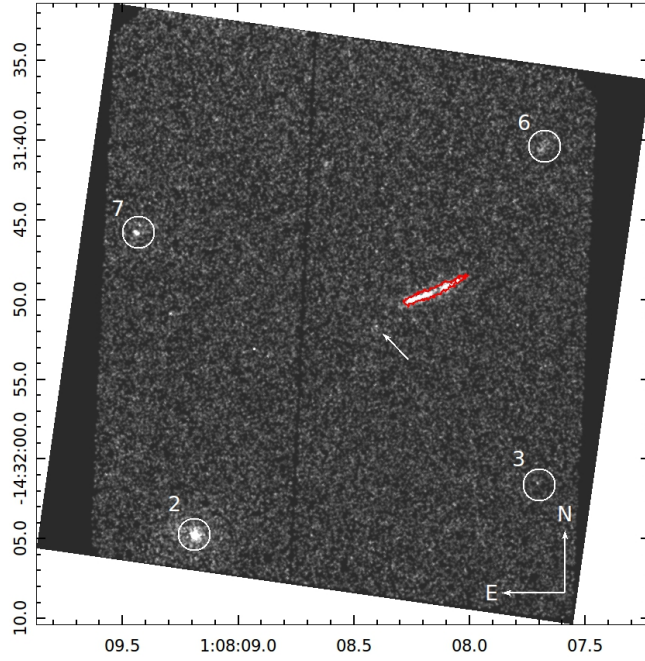


Рисунок 1.2: Изображение поля пульсара, полученное на ACS/SBC в фильтре F140LP. Изображение бинировано с коэффициентом 2 (новый размер пикселя $0.05''$) и сглажено гауссовым ядром шириной 3 пикселя. Стрелкой показан кандидат на отождествление пульсара. Белыми пронумерованными кружками отмечены четыре объекта, которые вместе с яркой спиральной галактикой, видимой с ребра северо-западнее кандидата на отождествление, были использованы для привязки SBC-изображения к UVIS-изображению в фильтре F438W. Галактика также показана красными контурами, перенесенными с изображения в фильтре F438W, чтобы продемонстрировать надежность выполненного совмещения.

1.4 Предполагаемое отождествление пульсара в дальнем УФ- и оптическом диапазонах

На изображении, сделанном ACS/SBC в фильтре F140LP (Рис. 1.2), был обнаружен слабый, похожий на точечный, источник с координатами $\alpha = 01:08:08.403(4)$ и $\delta = -14:31:51.66(20)$, согласующимися с ожидаемыми координатами радиопулсара на эпоху наблюдений (см. четвертую строку Таблицы 1.3). Увеличенный участок изображения вокруг этого источника представлен на Рис. 1.3 и показывает, что источник расположен внутри окружности радиусом $0.2''$, соответствующей 1σ неопределенности положения радиопулсара на этом изображении.

1.4.1 Фотометрия кандидата на отождествление пульсара в дальнем УФ-диапазоне

Для определения оптимального радиуса апертуры при фотометрии источника-кандидата на изображении SBC/F140LP было вычислено отношение S/N как функция радиуса круглой апертуры, центрированной на источнике. Фон извлекался из кольцевой области вокруг того же центра с внутренним и внешним радиусами 20 и 50 пикселей соответственно (пло-

Таблица 1.3: Координаты J0108 в разные эпохи и величины его собственного движения

Эпоха MJD	Прямое восхождение (J2000)	Склонение (J2000)	μ_α^b (мсд год ⁻¹)	μ_δ (мсд год ⁻¹)
51752	01:08:08.314(3)	−14:31:49.207(37)	...	...
54100	01:08:08.34702(9)	−14:31:50.187(1)	$+75.1 \pm 2.3$	-152.5 ± 1.7
57608	01:08:08.3967(15)	−14:31:51.651(16)	...	...
57611	01:08:08.397(7)	−14:31:51.65(10)	...	...

Координаты и компоненты собственного движения радиопульсара во второй строке взяты из работы [33]. Они использовались для вычисления координат на эпохи наблюдений HST UVIS и SBC (третья и четвертая строка соответственно) и VLT/FORS1 (первая строка). Здесь и далее числа в скобках – неопределенности, соответствующие последней значащей цифре. Неопределенности в первой, третьей и четвертой строке включают в себя неопределенности собственного движения пульсара и ошибки астрометрической привязки соответствующих изображений.

щадь кольца $A_b = 4.12$ угл. сек.²). Максимальное отношение $S/N = 2.7$ было достигнуто при радиусе апертуры 8 пикселей ($0.2''$, площадь апертуры $A_s = 0.126$ угл. сек.²). Эта апертура была выбрана в качестве оптимальной. Согласно Таблице 2 из работы [43], она содержит $\phi \approx 0.63$ общего количества отсчетов от точечного источника.

Средний фон $\bar{C}_{bgd}$ и его стандартное отклонение σ_{bgd} оценивались согласно методу из работы [45]: использовался набор из 1000 круглых участков фона с радиусом $r_{extr} = 0.2''$ (8 пикселей, что соответствует радиусу апертуры источника), случайно расположенных в кольцевой области, выбранной для оценки фона. Для конвертации скорости счета в плотность потока была учтена поправка к чувствительности детектора SBC, вычисленная в 2019 г., которая привела к уменьшению плотности потока при данной скорости счета на 23% [46]. Эти результаты представлены в Таблице 1.4.

Поскольку кандидат на отождествление детектирован лишь на уровне 3σ , нельзя исключить, что повышение скорости счета около положения пульсара вызвано некоторой флуктуацией. В этом случае можно оценить верхний предел на среднюю плотность потока, следуя методу из работ [47] и [45]. Верхний предел на скорость счета C_{ub} был определен как $C_{ub} = C_{pos} - \bar{C}_{bgd} + n\sigma_{bgd}$, где C_{pos} – измеренная скорость счета на положении пульсара, $\bar{C}_{bgd}$ и σ_{bkg} были определены выше (см. также Таблицу 1.4), n определяет уровень значимости верхнего предела (это определение верно, когда $C_{pos} \geq \bar{C}_{bgd}$, что выполняется в нашем случае). В результате были получены 3σ верхние пределы $C_{ub} = 5.5$ отсч. кс⁻¹ и $f_\nu^{ub} = 14$ нЯн.

1.4.2 Верхние пределы в оптическом и ближнем УФ-диапазонах

Кандидат на отождествление не был обнаружен на изображениях, сделанных детектором UVIS. Поэтому для каждого из фильтров UVIS были вычислены верхние пределы скорости счета и плотности потока, при этом использовался тот же подход, что и для SBC и фильтра F140LP. Размер апертуры, использованной для измерения C_{pos} , был выбран путем поиска на каждом изображении радиуса, который максимизирует S/N для точечного источника (звезды). Для каждого фильтра $\bar{C}_{bgd}$ и σ_{bkg} оценивались по выборке из 1000

круглых областей фона радиусом r_{extr} , случайно расположенных в кольце с внутренним и внешним радиусами 10 и 30 пикселей соответственно вокруг положения пульсара. Эти величины, вместе с C_{ub} и соответствующими плотностями потока, скорректированными с учетом конечного радиуса апертуры, $f_{\nu}^{\text{ub}} = C_{\text{ub}} \mathcal{P}_{\nu} \phi_E^{-1}$, представлены в Таблице 1.5, где также показаны 1σ верхние пределы на поток, которые были использованы при аппроксимации спектров (раздел 1.5.2.1).

Ни в одном из фильтров не обнаружено объектов на положении предполагаемого кандидата на отождествление пульсара, указанного в работе [37] по данным наблюдений в фильтрах U и B на инструменте FORS1 телескопа VLT (около северного края спиральной галактики). Для проверки согласованности наблюдений на HST и VLT данные VLT в фильтрах U , B и V были обработаны заново с использованием последней версии программы EsoRex 3.13.2. Чтобы максимизировать пространственное разрешение и наилучшим образом отделить предполагаемого кандидата на отождествление от фоновой галактики, были отобраны шесть экспозиций по 900 с из восьми доступных в фильтре B , три из пяти доступных экспозиций по 1800 с в фильтре U и все 12 по 600 с в фильтре V^1 . В результате было получено очень хорошее качество сложенных изображений: $0.56''$ в фильтрах U и B и $0.54''$ в фильтре V .

Астрометрическое решение для наблюдений VLT также было пересмотрено с использованием 11 сравнительно ярких ненасыщенных звезд из каталога GAIA. При этом учитывались их смещения на эпоху наблюдений VLT, вызванные собственным движением. В результате точность привязки всех изображений к мировой системе координат составила 30 мсд по обеим координатам, что существенно лучше, чем в предыдущем астрометрическом решении, основанном на каталоге GSC-II [37]. Более точная астрометрия поддерживает предположение о том, что объект, детектированный VLT на уровне 2σ в фильтрах U и B , является кандидатом на отождествление. Сложение изображений в фильтрах U и B увеличивает уровень значимости детектирования до 3σ . Область этого изображения, включающая пульсар, показана на левой панели Рис. 1.4. Для сравнения также было произведено сложение изображений HST/UVIS в фильтрах F336W и F438W. Соответствующая область сложенного изображения показана на правой панели Рис. 1.4. Предполагаемый кандидат на отождествление – источник, обнаруженный VLT, – не виден на изображении F336W+F438W. Однако и некоторые другие слабые объекты, зарегистрированные VLT, такие как источники 3 и 8–11 в работе [35], также видны либо на пределе детектирования, либо не видны совсем. В то же время яркие структуры спиральной галактики на изображении HST разрешаются лучше.

Фотометрическая калибровка данных VLT была произведена с использованием фотометрических стандартов Ландольта PG 1323-086, PG 0231+051 и PG 2331+055, которые наблюдались в те же ночи, что и объект. В результате были получены следующие нулевые фотометрические уровни отсчета (обычно называемые нуль-пунктами): $Z_U = 25.08 \pm 0.04$,

¹Детали наблюдений на VLT см. в работе [35].

Таблица 1.4: Фотометрия кандидата на отождествление пульсара по данным ACS/SBC

N_t (отсч.)	C_{pos} (отсч. кс ⁻¹)	$\bar{C}_{\text{bgd}}$ (отсч. кс ⁻¹)	σ_{bgd} (отсч. кс ⁻¹)	N_s (отсч.)	C_s (отсч. кс ⁻¹)	f_ν (нЯн)
15.3	5.5	2.0	0.7	9.8 ± 3.7	5.6 ± 2.0	9.0 ± 3.2

N_t – это общее число отсчетов в апертуре источника, площадью $A_s = 0.126$ угл. сек.², $C_{\text{pos}} = N_t/t_{\text{exp}}$ – скорость счета в апертуре источника ($t_{\text{exp}} = 2.8$ кс – это время экспозиции), $\bar{C}_{\text{bgd}}$ и σ_{bgd} – среднее значение и стандартное отклонение результатов измерения фона в наборе из 1000 кругов радиусом $0.2''$, взятых из кольца с площадью $A_b = 4.12$ угл. сек.², N_s – чистое число отсчетов от источника в апертуре источника, его ошибка оценивалась как $[(\sigma_{\text{bgd}}t_{\text{exp}})^2 + N_s]^{1/2}$, $C_s = N_s/t_{\text{exp}}/\phi_E$ – чистая скорость счета источника, скорректированная на конечную апертуру, $\phi_E \approx 0.63$ [43] – доля отсчетов источника в апертуре радиусом $r = 0.2''$, $f_\nu = C_s \mathcal{P}_\nu$ – плотность потока на длине волны $\lambda_{\text{piv}} = 1528 \text{ \AA}$ и $\mathcal{P}_\nu = 1.61$ нЯн кс отсч⁻¹ – коэффициент конверсии скорости счета в среднюю плотность потока.

$Z_B = 27.55 \pm 0.05$, $Z_V = 28.00 \pm 0.01$, вычисленные для потоков в единицах скорости счета электронов. Для фотометрии кандидата на отождествление была использована апертура радиусом 2.5 пикселя в фильтре U и 1.3 пикселя в фильтре B (масштаб пикселя составляет $0.2''$), что соответствует доле энергии в апертуре 0.67 и 0.3 соответственно, измеренной с использованием сравнительно яркой ненасыщенной звезды. Такие маленькие апертуры были выбраны из-за близости яркой спиральной галактики, что ведет к большим систематическим ошибкам. Были получены плотности потоков источника 44 ± 22 нЯн и 30 ± 14 нЯн в фильтрах U и B соответственно и 3σ верхний предел 36 нЯн в фильтре V . Эти потоки согласуются в пределах ошибок с результатами, полученными в работе [37].

Для выяснения природы предполагаемого отождествления пульсара по наблюдениям VLT были вычислены верхние пределы для наблюдений HST в точке, где пульсар (и предполагаемый источник, обнаруженный VLT) располагался на эпоху наблюдений VLT (Таблица 1.6). Полученные 3σ верхние пределы на плотность потока 24 нЯн в фильтре F336W и 26 нЯн в фильтре F438W несколько ниже, чем плотности потоков в фильтрах VLT U и B соответственно, представленные выше. Это означает, что объект, обнаруженный VLT, исчез или сместился к эпохе наблюдений HST, т. е. не является неподвижным фоновым объектом. С другой стороны, 3σ верхние пределы в точке положения пульсара на эпоху наблюдений HST составляют 37 нЯн в фильтре F336W и 52 нЯн в фильтре F438W (Таблица 1.5) и сравнимы с плотностями потоков в фильтрах U и B . Это может говорить о том, что тусклый кандидат на отождествление был на самом деле виден в фильтрах U , B и F140LP и мог бы быть зарегистрирован в фильтрах F336W и F438W HST, если бы экспозиция была по крайней мере в 1.5 раза больше.

Таким образом, нельзя исключить возможность того, что в обоих наблюдениях – VLT (фильтры U и B) и HST (фильтр F140LP) – действительно был обнаружен пульсар. Однако для подтверждения этого необходимы более глубокие наблюдения.

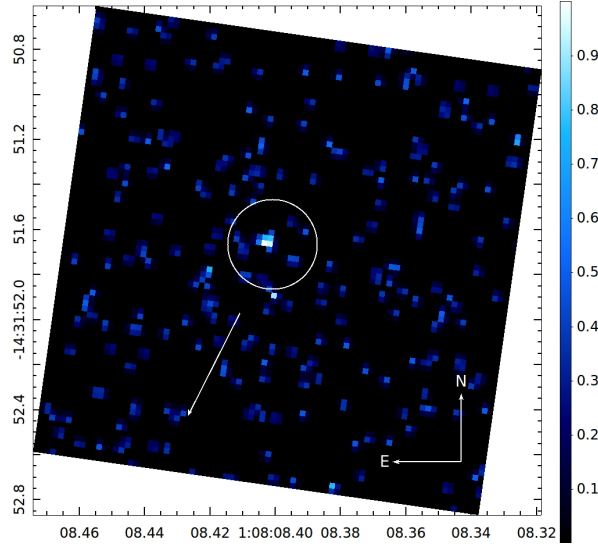


Рисунок 1.3: Участок размером $2'' \times 2''$ небинированного и несглаженного изображения поля пульсара, полученного в фильтре F140LP на детекторе ACS/SBC. Цветовая шкала показывает интенсивность на изображении в отсчетах на пиксель. Окружность радиусом $0.2''$ и стрелка показывают 1σ неопределенность положения пульсара и направление его собственного движения. Слабый, похожий на точечный, объект хорошо виден внутри окружности.

Таблица 1.5: Верхние пределы на скорость счета и средние плотности потоков в фильтрах UVIS в точке положения пульсара $\alpha = 01:08:08.397$ и $\delta = -14:31:51.65$ на эпоху наблюдений HST (MJD 57608)

Фильтр	λ_{piv} (Å)	t_{exp} (с)	r_{extr} ($''$)	ϕ_E (%)	C_{pos} (отсч. kc^{-1})	$\bar{C}_{\text{bgd}} \pm \sigma_{\text{bgd}}$ (отсч. kc^{-1})	C_{ub} (отсч. kc^{-1})	$\mathcal{P}_{\nu}$ (нЯн kc^{-1})	$f_{\nu,3\sigma}^{\text{ub}}$ (нЯн)	$f_{\nu,1\sigma}^{\text{ub}}$ (нЯн)
F438W	4326	5160	0.14	81	47	16 ± 24	102	0.416	52	28
F336W	3355	5160	0.12	78	27	13 ± 16	61	0.470	37	20
F225W	2366	4932	0.14	74	46	16 ± 17	82	0.783	87	50

C_{ub} и $f_{\nu,3\sigma}^{\text{ub}}$ – 3σ верхние пределы; $f_{\nu,1\sigma}^{\text{ub}}$ – 1σ верхние пределы.

1.5 Спектральные модели

В дальнем УФ-диапазоне был обнаружен кандидат на отождествление пульсара. Фотометрические измерения показывают, что его яркость находится вблизи предела детектирования инструмента ACS/SBC для наблюдения в течение одной орбиты HST. Для подтверждения обнаружения источника на уровне значимости 5σ потребовалось бы три орбиты. Тем не менее, потенциальное обнаружение в фильтрах HST ACS/SBC F140LP и VLT FORS1 U , B в сочетании с верхними пределами, полученными в фильтрах UVIS и VLT V , а также рентгеновскими данными космических обсерваторий Chandra и XMM-Newton, может дать интересные ограничения на спектр этого старого пульсара в диапазоне от оптического до рентгеновского.

Таблица 1.6: Верхние пределы на скорость счета и средние плотности потоков в фильтрах UVIS в точке положения пульсара $\alpha = 01:08:08.314$ и $\delta = -14:31:49.207$ на эпоху наблюдений VLT (MJD 51752)

Фильтр	λ_{piv} (Å)	t_{exp} (с)	r_{extr} (")	ϕ_E (%)	C_{pos} (отсч. кс ⁻¹)	$\bar{C}_{\text{bgd}} \pm \sigma_{\text{bgd}}$ (отсч. кс ⁻¹)	C_{ub} (отсч. кс ⁻¹)	$\mathcal{P}_\nu$ (нЯн кс отсч. ⁻¹)	$f_{\nu,3\sigma}^{\text{ub}}$ (нЯн)
F438W	4326	5160	0.14	81	13	15 ± 17	50	0.416	26
F336W	3355	5160	0.12	78	6.4	12 ± 13	40	0.470	24
F225W	2366	4932	0.14	74	25	6 ± 13	59	0.783	62
F140LP	1528	2800	0.2	63	0.9	2.1 ± 0.6	1.8	1.61	5

В фильтрах F438W, F336W и F140LP $C_{\text{pos}} < \bar{C}_{\text{bgd}}$ и верхние пределы считались как $C_{\text{ub}} = 3\sigma_{\text{bgd}}$.

1.5.1 Межзвездное поглощение в направлении на J0108

Согласно трехмерной карте поглощения в Галактике из работы [48] избыток цвета $E(B-V)$ варьируется между 0.00 и 0.04 в пределах неопределенности расстояния до пульсара и составляет $E(B-V) = 0.02_{-0.01}^{+0.02}$ для наиболее вероятного расстояния $d = 210$ пк.

Величина $E(B-V)$ связана с эквивалентной колонковой плотностью водорода N_{H} , используемой в рентгеновских моделях поглощения. Если применить эмпирическое соотношение $N_{\text{H}} = (0.7 \pm 0.1) \times 10^{22} E(B-V) \text{ см}^{-2}$, полученное авторами работы [49] для Галактики, то можно ожидать $N_{\text{H}} = 1.4_{-0.8}^{+1.8} \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$.

N_{H} может быть оценена альтернативным образом с использованием меры дисперсии пульсара, $\text{DM} = 2.38 \text{ пк см}^{-3}$, и корреляции между DM и N_{H} из работы [50] $N_{\text{H}} = 0.30_{-0.09}^{+0.13} \times 10^{20} \text{ DM см}^{-2}$. Это дает $N_{\text{H}} = 0.71_{-0.21}^{+0.31} \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$, что согласуется со значением, полученным по $E(B-V)$. Это также перекрывается с диапазоном $N_{\text{H}} = (0.3-0.8) \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ для расстояния $d = 210$ пк, полученным из исследований D-линий поглощения межзвездного Na [51, 52].

Кроме того, рентгеновский спектр пульсара по данным XMM-Newton описывается моделью, включающей степенной закон и тепловую чернотельную компоненту, с поглощением с $N_{\text{H}} = 2.3_{-2.3}^{+2.4} \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ [39, 53]. Последнее значение очень неопределенное, но согласуется с приведенными выше оценками.

Таким образом, в качестве наиболее вероятного диапазона избытка цвета для учета межзвездного поглощения при анализе оптических и УФ-данных, а также их совместном рассмотрении с рентгеновскими данными, можно принять $E(B-V) = 0.01 - 0.03$. Используя этот диапазон избытка цвета и закон поглощения Карделли [54], можно вычислить A_λ и оценить поправленные за межзвездное поглощение плотности потока от источника или их верхние пределы для каждой полосы, в которой пульсар наблюдался. Эти значения представлены в Таблице 1.7 и Рис 1.5.

Таблица 1.7: Исправленные за поглощение средние плотности потока и $3\sigma(1\sigma)$ верхние пределы на плотность потока пульсара (в нЯн) и параметры степенной модели спектра для трех значений $E(B - V)$.

$E(B - V)$	f_U	f_B	f_V	f_{F140LP}	f_{F225W}	f_{F336W}	f_{F438W}	α	f_0
0.01	46 ± 23	31 ± 14	$< 37(26)$	9.7 ± 3.4	$< 94(54)$	$< 39(21)$	$< 54(29)$	$-0.71^{+0.74}_{-0.41}$	$16.2^{+3.3}_{-7.1}$
0.02	48 ± 24	33 ± 16	$< 38(27)$	10.5 ± 3.7	$< 101(58)$	$< 41(22)$	$< 56(30)$	$-0.63^{+0.81}_{-0.45}$	$16.7^{+3.5}_{-7.8}$
0.03	50 ± 25	34 ± 16	$< 39(27)$	11.3 ± 4.0	$< 109(63)$	$< 43(23)$	$< 58(31)$	$-0.60^{+0.77}_{-0.44}$	$17.7^{+3.6}_{-8.2}$

Значения поглощения A_λ были вычислены с использованием закона поглощения Карделли [54]. Верхние пределы, полученные из наблюдений HST, были вычислены для координат радиопулсара $\alpha = 01:08:08.397$ и $\delta = -14:31:51.65$ на эпоху наблюдений HST (MJD 57608).

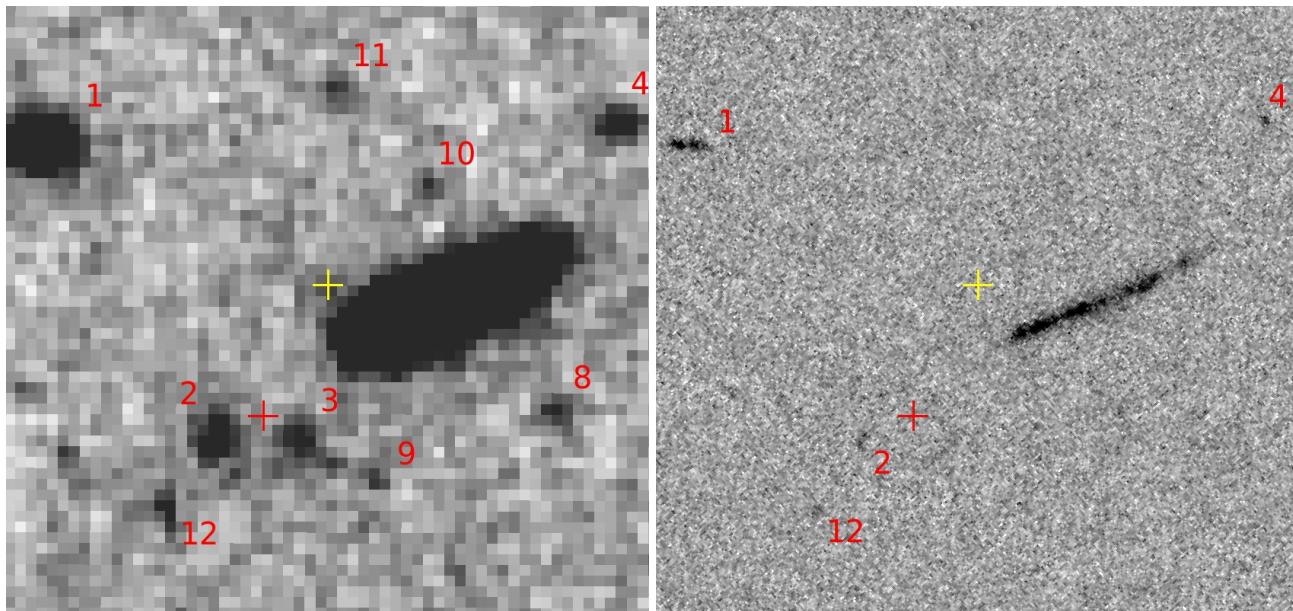


Рисунок 1.4: Окрестность пульсара размером $12.0'' \times 11.5''$ на изображениях VLT в фильтрах $U+B$ (слева) и HST/UVIS в фильтрах F438W+F336W (справа). Север вверху и восток слева. Изображение VLT сглажено с гауссовым ядром с радиусом 1 пиксель. Источники пронумерованы как в работе [35]. Положения радиопулсара на эпоху наблюдений VLT (2000) и HST (2016) обозначены желтым и красным крестами соответственно. Вблизи положения пульсара на эпоху 2000 г. на изображении VLT регистрируется слабый источник на пределе детектирования, тогда как на снимке HST он отсутствует (подробнее см. в разделе 1.4.2).

1.5.2 Многоволновой спектр J0108

Оптическое и УФ-излучение пульсаров в основном состоит из двух компонент – тепловой и нетепловой. Нетепловая компонента, обусловленная излучением релятивистских частиц в магнитосфере пульсара, обычно описывается степенной моделью, $f_\nu \propto \nu^\alpha$, в то время как спектр тепловой компоненты, излучаемой поверхностью НЗ, близок к спектру абсолютно черного тела [38]. У пульсаров среднего возраста (0.1–1 млн лет) и сравнительно старых пульсаров (1–10 млн лет) в оптическом диапазоне доминирует нетепловая компонента, тогда как в дальнем УФ – тепловая (см., например, [55, 56, 57, 4, 17]). Однако мы знаем слишком мало об оптическом и УФ-излучении пульсаров, столь же старых, как J0108. Единственный другой очень старый пульсар, PSR J2144-3933 с возрастом 300 млн лет, наблюдавшийся в этих диапазонах, не был детектирован [45]. Поэтому мы должны рассмотреть различные варианты и их связь с результатами в рентгеновском диапазоне, где спектры очень старых пульсаров, включая J0108, как правило демонстрируют лишь две компоненты: степенную, обусловленную процессами в магнитосфере НЗ, и тепловую – от небольших горячих пятен на ее поверхности вблизи магнитных полюсов, нагреваемых релятивистскими частицами, генерируемыми в магнитосфере.

1.5.2.1 Аппроксимация спектра степенной моделью. Предполагая, что оба детектирования – в оптическом (B и U) и УФ (F140LP) диапазонах – являются реальными, можно попытаться описать средние плотности потока в этих фильтрах, исправленные за

межзвездное поглощение, степенной моделью: $f_\nu = f_0(\nu/\nu_0)^\alpha$, где была выбрана опорная частота $\nu_0 = 1 \times 10^{15}$ Гц. В соответствии с подходом, предложенным авторами работы [58] и развитым в [59], при аппроксимации спектра, помимо трех точек детектирования объекта, учитывались и четыре (1σ) верхних предела в других фильтрах, представленные в Таблице 1.7. Для аппроксимации использовался пакет Mr-Moose [59], реализующий байесовский подход с применением метода Монте-Карло с марковскими цепями (МСМС). Для обеспечения сходимости было использовано 1000 волкеров и 1000 шагов. Свободными параметрами были спектральный индекс α и нормировка степенной модели f_0 , которые могли варьироваться в широких диапазонах: α от -1.7 до 1.1 , и $\lg f_0$ от -31.2 до -30.5 (где f_0 выражена в единицах $\text{эрг см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{Гц}^{-1}$). Наилучшие оценки параметров и их неопределенности, соответствующие 10-му и 90-му процентилям распределений параметров, полученным при кумулятивном интегрировании апостериорной плотности вероятности, представлены в Таблице 1.7. Большие неопределенности в данных приводят к значительным неопределенностям параметров степенной модели, причем диапазоны их допустимых значений оказываются почти нечувствительными к значению избытка цвета. На Рис. 1.5 в качестве примера приведены результаты аппроксимации для $E(B - V) = 0.02$. На правой панели представлены одномерные и двумерные распределения вероятности параметров, демонстрирующие сходимость и качество подгонки. Результаты практически не зависят от верхних пределов, полученных на HST/UVIS, в то же время на них критически влияет верхний предел в фильтре V . Также была предпринята попытка включить верхние пределы в фильтрах U и B , полученные на VLT в 2009 г., которые согласуются с детектированием в этих же фильтрах в 2000 г. (см. раздел 1.1). Это привело к незначительному уменьшению наклона наилучшей степенной модели. Например, для $E(B - V) = 0.02$ было получено $\alpha \approx -0.57$ вместо -0.63 без учета этих верхних пределов. Столь малое различие несущественно с учетом больших неопределенностей параметров (см. Таблицу 1.7).

Полученные ограничения на спектральный индекс нетеплового излучения пульсара согласуются с типичным диапазоном $-0.7 \lesssim \alpha \lesssim 0.2$ для других пульсаров, наблюдавшихся в оптическом и УФ-диапазонах [38, 3]. Наилучшие параметры степенной модели соответствуют потоку в оптическом и УФ-диапазонах $F(1500 - 6000 \text{ \AA}) = 2.3 \times 10^{-16}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ и светимости $L(1500 - 6000 \text{ \AA}) = 1.2 \times 10^{27} d_{210 \text{ пк}}^2$ эрг с^{-1} . Сравнение полученного значения с УФ-светимостями других пульсаров, детектированных в данном диапазоне [3], показывает, что J0108 может обладать наименьшей светимостью среди них. С другой стороны, эффективность преобразования энергии вращения в излучение в оптическом и УФ-диапазонах составляет $\eta_{\text{opt-UV}} = L(1500 - 6000 \text{ \AA})/\dot{E} = 2.4 \times 10^{-4} d_{210 \text{ пк}}^2$. С учетом неопределенности расстояния и параметров модели эффективность может лежать в диапазоне $0.7 \lesssim \eta_{\text{opt-UV}}/10^{-4} \lesssim 5.9$. Даже для наименьшего значения из этого диапазона J0108 остается самым эффективным источником нетеплового излучения среди пульсаров, детектированных в оптическом и УФ-диапазонах. Например, согласно работе [17], PSR B0950+08 возрастом 17 млн лет демонстрирует на два порядка меньшую эффективность

$\eta_{\text{opt-UV}}$, около 6×10^{-6} в том же диапазоне. Типичная оптическая эффективность пульсаров лежит в диапазоне $10^{-7} - 10^{-5}$. Только очень молодые и гораздо более энергичные пульсары, такие как пульсар в Крабовидной туманности и PSR B0540-69, обладают эффективностью, сравнимой с приведенными выше оценками для J0108 [60, 61, 62].

С другой стороны, J0108 также является очень эффективным в рентгеновском диапазоне, с $\eta_X \sim 0.003 - 0.006$ [39]. Соответственно, отношение нетепловой светимости в оптическом и УФ-диапазонах к рентгеновской светимости составляет $L(1500 - 6000 \text{ \AA})/L_X \sim 0.02-0.04$, что близко к типичному диапазону $0.001-0.01$ для пульсаров, наблюдавшихся в оптическом, УФ- и рентгеновском диапазонах [63, 60].

Интересно сравнить спектр кандидата на отождествление в оптическом и УФ-диапазонах с рентгеновским спектром J0108, полученным по данным XMM-Newton [39, 53]. Последний предположительно состоит из магнитосферной степенной компоненты и тепловой компоненты, излучаемой горячими пятнами на магнитных полюсах. С использованием пакета XSPEC (версии 12.11.0) была произведена аппроксимация интегрального спектра, полученного детекторами EPIC-pn и MOS1&2, в диапазоне $0.2-10$ кэВ. Модель представляла собой сумму степенной и чернотельной компонент с учетом межзвездного поглощения при фиксированном значении $N_H = 1.4 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ (что соответствует $E(B - V) = 0.02$). Были получены фотонный индекс $\Gamma = 2.35_{-0.40}^{+0.35}$ (то есть $\alpha_X = -\Gamma + 1 = -1.35_{-0.35}^{+0.40}$) и нормировка степенной компоненты $1.4 \pm 0.4 \times 10^{-6}$ фотонов $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}$ на энергии $E = 1$ кэВ. Температура составила $kT_{\text{BB}} = 0.14_{-0.02}^{+0.03}$ кэВ ($T_{\text{BB}} = 1.6_{-0.2}^{+0.3}$ МК), радиус эквивалентной излучающей сферы – $R_{\text{BB}} = 22_{-18}^{+23} d_{210}$ м и $\chi^2_\nu \approx 0.9$ для $\nu = 20$ степеней свободы. Полученные параметры согласуются в пределах ошибок (приведенных выше на доверительном уровне 1σ) с результатами работы [39], где вместо N_H фиксировался фотонный индекс (на значении $\Gamma = 2.0$). Полученная температура находится в типичном диапазоне эффективных температур горячих полярных шапок старых пульсаров. В то же время радиус эквивалентной излучающей сферы оказывается в 10 раз меньше канонического значения $R_{\text{pc}} = R_{\text{NS}}(2\pi R_{\text{NS}}/cP)^{1/2} \approx 238$ м для $P = 0.808$ с и предполагаемого собственного радиуса НЗ $R_{\text{NS}} = 13$ км. Похожее несоответствие между R_{BB} и R_{pc} наблюдается и у других старых пульсаров (см. [39] и [64] и ссылки в этих работах). Рис. 1.6 демонстрирует модели для наблюдаемого и исправленного за поглощение рентгеновского спектра. Там же представлена степенная модель, описывающая оптические и УФ-наблюдения (показанная также на Рис. 1.5). Видно, что экстраполяция рентгеновской степенной компоненты в сторону низких энергий лежит значительно выше как измеренных плотностей потока в оптическом и УФ-диапазоне, так и верхних пределов. Если интерпретировать оптическую, УФ- и рентгеновскую степенные компоненты как магнитосферное излучение, можно заключить, что спектр пульсара становится круче с увеличением энергии фотонов в сторону рентгеновского диапазона. Это указывает на наличие излома между УФ- и мягким рентгеновским диапазоном, что характерно и для других (более молодых) пульсаров, детектированных и в оптическом, и в рентге-

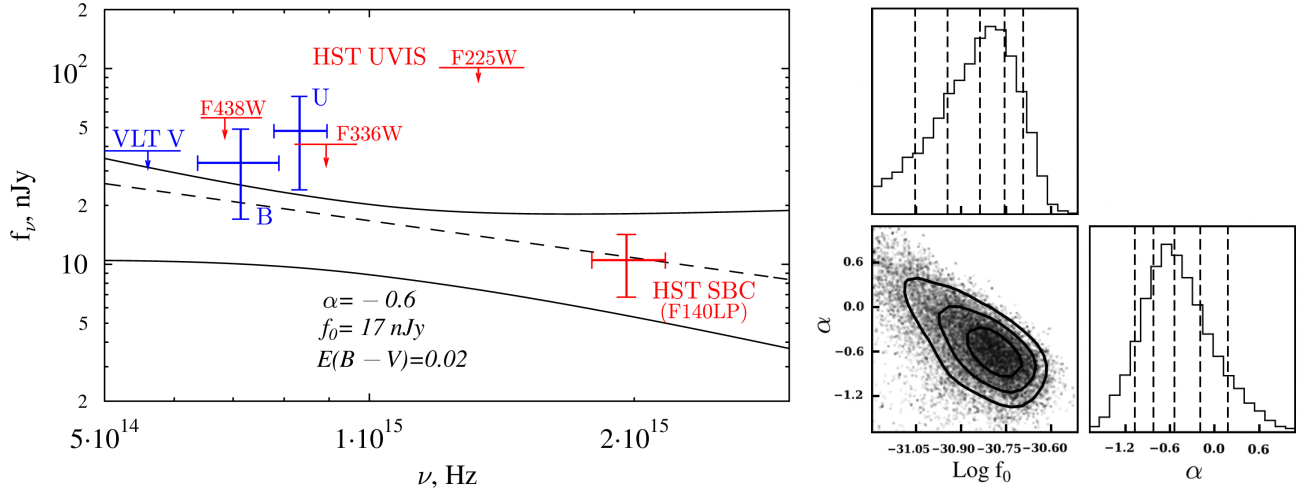


Рисунок 1.5: Слева: исправленный за поглощение спектр источника в оптическом и УФ-диапазонах для $E(B - V) = 0.02$. Красные и синие точки с планками ошибок и направленные вниз стрелки обозначают средние плотности потоков и 3σ верхние пределы, измеренные по данным HST и VLT соответственно, в фильтрах, обозначенных на рисунке. Пунктирная и сплошные линии обозначают наилучшую аппроксимацию данных степенной моделью и ее 90%-й доверительный интервал. Справа: одномерные и двумерные распределения вероятности для параметров степенной модели $\lg f_0$ и α (f_0 в единицах $\text{эрг см}^{-2}\text{с}^{-1}\text{Гц}^{-1}$). Вертикальные пунктирные линии на одномерных рисунках соответствуют 10, 25, 50, 75 и 90-му процентиям распределений. Контурные на двумерном рисунке соответствуют уровням 25%, 50% и 75%.

новском диапазоне (например, [4]). Однако для проведения надежного многоволнового спектрального анализа необходимы данные более высокого качества в обоих диапазонах.

На основе высокой оптической и рентгеновской эффективности J0108 можно предполагать, что у старых пульсаров диапазон наибольшей эффективности смещается из гамма-диапазона в сторону более низких энергий.

1.5.2.2 Возможное тепловое излучение пульсара и ограничения на температуру поверхности. Главной целью проведенных наблюдений было установить ограничения на температуру поверхности НЗ. Во-первых, нужно заметить, что если бы оптическое излучение, ранее детектированное на VLT, было тепловым, тогда УФ-поток должен был быть намного выше и предположительно измеренного значения, и верхнего предела для любых разумных температур и размеров излучающей поверхности НЗ. Таким образом, можно исключить оценку температуры, сделанную в работе [37] в предположении, что оптический спектр является рэлей-джинсовской частью спектра теплового излучения всей поверхности НЗ.

С другой стороны, возможно, что УФ-излучение является, по крайней мере частично, тепловым. Если предполагаемые детектирования в фильтрах U и B действительно связаны с пульсаром, тогда сравнительно низкий верхний предел в фильтре V не позволяет наклону степенной компоненты достигать больших отрицательных значений, что оставляет мало места для тепловой компоненты в фильтре F140LP. Если, однако, детектирования в фильтрах U и B не связаны с пульсаром, в то время как детектирование в

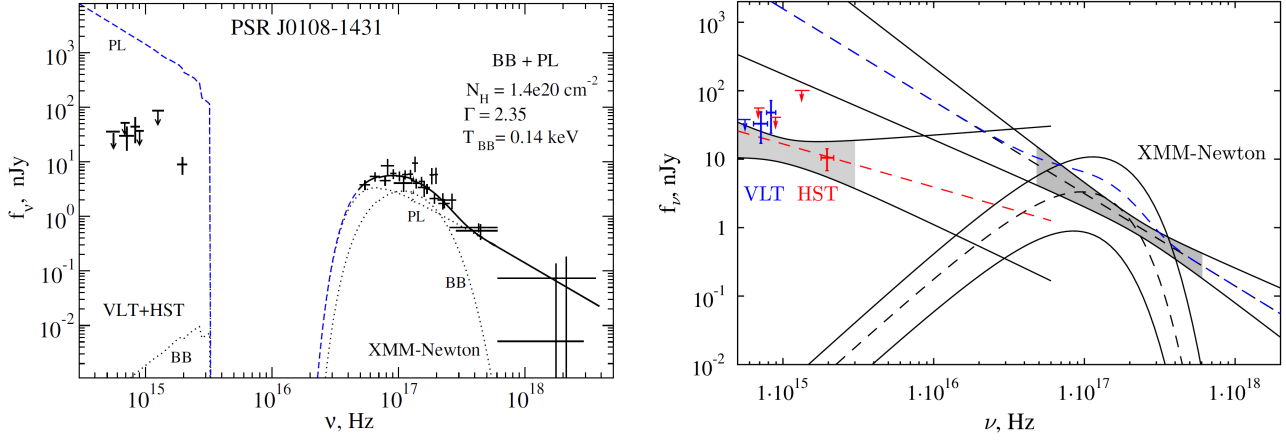


Рисунок 1.6: Наблюдаемый (левая панель) и поправленный за поглощение (правая панель) многоволновой спектр пульсара. Рентгеновский спектр, полученный на XMM-Newton, описывается суммой степенной компоненты с фотонным индексом $\Gamma = 2.35^{+0.35}_{-0.40}$ и чернотельной компоненты с температурой $kT_{\text{BB}} = 0.14^{+0.03}_{-0.02}$ кэВ, при фиксированной колонковой плотности водорода $N_{\text{H}} = 1.4 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Пунктирная голубая линия на левой панели показывает продолжение наилучшей модели в сторону УФ- и оптического диапазонов, которое оказывается значительно выше точек наблюдательных данных в этих диапазонах, показанных на рисунке. Красная линия на правой панели показывает наилучшую подгонку степенной модели ($\alpha = -0.6$) к оптическим и УФ-данным, поправленным на поглощение с $E(B - V) = 0.02$, в то время как черные линии соответствуют уровням 10% и 90% распределений параметров модели. Голубая пунктирная линия показывает наиболее подходящую модель рентгеновского спектра, в то время как черные линии показывают ее компоненты с их неопределенностями.

фильтре F140LP связано, тогда поток в F140LP может быть полностью тепловым. Как видно из Рис. 1.6, он не может исходить от горячих полярных шапок пульсара, видимых в рентгеновском диапазоне, но может быть обусловлен излучением более холодной основной части поверхности НЗ. В предположении, что спектр излучения поверхности НЗ описывается функцией Планка, $B_{\nu}(T) = (2h\nu^3/c^2)[\exp(h\nu/kT) - 1]^{-1}$, ее яркостная температура может быть оценена из наблюдаемой плотности потока,

$$f_{\nu} = (R_{\infty}/d)^2 \pi B_{\nu}(T_{\infty}) 10^{-0.4A_{\nu}}, \quad (1)$$

где $T_{\infty} = T/(1+z)$ и $R_{\infty} = R(1+z)$ – температура и радиус НЗ, измеренные удаленным наблюдателем, и $z = [1 - 2.953(M/M_{\odot})(1 \text{ км}/R)]^{-1/2} - 1$ – гравитационное красное смещение. Для фильтра F140LP ($\nu_{\text{piv}} = 1.96 \times 10^{15} \text{ Гц}$, $A_{\nu} = 8.15E(B - V)$) получаем

$$T_{\infty} = \frac{9.42 \times 10^4 \text{ K}}{\ln \left[1 + \frac{187 \text{ nJy}}{f_{\text{F140LP}}} \left(\frac{R_{15}}{d_{210}} \right)^2 10^{-3.26E(B-V)} \right]}, \quad (2)$$

где $R_{15} = R/15 \text{ км}$ и $d_{210} = d/210 \text{ пк}$.

Для наиболее вероятных значений $d = 210 \text{ пк}$, $E(B - V) = 0.02$ и $R_{\infty} = 15.8 \text{ км}$ (что соответствует $R = 13 \text{ км}$ при $M = 1.4M_{\odot}$), измеренная плотность потока в дальнем УФ-диапазоне $f_{\text{F140LP}} = 9.0 \pm 3.2 \text{ нЯн}$ соответствует $T_{\infty} = 3.1^{+0.3}_{-0.4} \times 10^4 \text{ К}$ ($T = 3.8^{+0.3}_{-0.5} \times 10^4 \text{ К}$). Оптическая и УФ-части этого теплового спектра с неопределенностями показаны на левой

панели Рис. 1.7. На правой панели того же рисунка показан исправленный за поглощение тепловой спектр для наибольшего правдоподобного расстояния $d = 300$ пк, наименьшего правдоподобного радиуса НЗ, $R_\infty = 13.1$ км (соответствующего $R = 10$ км при $M = 1.4M_\odot$ [65]), и для верхней границы избытка цвета, $E(B - V) = 0.03$. Эти параметры соответствуют более высокой температуре $T_\infty = 4.8_{-0.8}^{+0.7} \times 10^4$ К ($T = 6.3_{-1.1}^{+0.8} \times 10^4$ К). Спектр продолжен в сторону рентгеновского диапазона, где также показаны исправленные за поглощение степенная и тепловая чернотельная компоненты модели спектра, полученного по данным XMM-Newton. Видно, что излучение поверхности НЗ с такой температурой не могло быть детектировано ни в оптическом, ни в рентгеновском диапазоне. Если предположить, что детектирование в фильтре F140LP не было реальным, тогда 3σ верхний предел на плотность потока в дальнем УФ, $f_{\text{F140LP}} < 14$ нЯн, дает верхний предел на температуру – например, $T_\infty < 5.9 \times 10^4$ К ($T < 7.7 \times 10^4$ К) для $d = 300$ пк, $R_\infty = 13.1$ км и $E(B - V) = 0.03$ (соответствующий тепловой спектр показан красной линией на правой панели Рис. 1.7).

Интересно сравнить полученные ограничения на температуру поверхности J0108 возрастом 196 млн лет с результатами для других старых пульсаров. Основываясь на верхнем пределе, $T_\infty \lesssim 6 \times 10^4$ К, можно заключить, что J0108 холоднее, чем PSR B0950+08 с возрастом 17 млн лет – единственный старый классический пульсар, тепловое излучение которого было детектировано и T_∞ оценена как $(1-3) \times 10^5$ К [17].

Если детектирование теплового излучения J0108 в фильтре F140LP было реальным, тогда вероятный диапазон температуры $T_\infty \approx (2.7-5.5) \times 10^4$ К только немного превышает консервативный верхний предел $T_\infty \lesssim 3.2 \times 10^4$ К для PSR J2144-3933 с возрастом 330 млн лет [45]. Наиболее высокая температура из этого диапазона меньше, чем температура поверхности $T_\infty \approx (1.2 - 3.5) \times 10^5$ К ближайшего миллисекундного пульсара J0437-4715 с возрастом 7 млрд лет [16, 21, 66]. Это означает, что или тепловая эволюция НЗ немонотонна, или она протекает различным образом для J0108 и J0437-4715. Последнее может быть связано с тем, что старые классические и миллисекундные пульсары различаются по ряду характеристик, включая периоды и их производные, магнитные поля и массы [67].

Подтверждение возможного детектирования теплового излучения J0108 могло бы означать, что это самая холодная НЗ, тепловое излучение которой было детектировано, но ее температура все еще достаточно высокая, чтобы поддержать идею о том, что НЗ не просто остывают пассивно, а некоторые механизмы подогрева сильно влияют на их тепловую эволюцию. Согласно сценарию пассивного остывания, остывание изолированных НЗ становится экспоненциально быстрым по достижении возраста в несколько млн лет, после чего тепловое излучение их поверхности становится недетектируемым современными средствами (например, [9]). Однако это быстрое остывание может быть частично компенсировано несколькими механизмами подогрева. Один из них – так называемый ротохимический нагрев из-за изменения состава (например бета-распад нейтронов), вызванного увеличением плотности при замедлении вращения НЗ [68, 69]. Эти механизмы нагрева

оказывают минимальный эффект на температуру поверхности молодых НЗ, но их вклад может становиться доминирующим при возрасте $\gtrsim 10$ млн лет. Другим важным механизмом является нагрев трением, вызванный взаимодействием более быстро вращающейся сверхтекучей жидкости с вращающейся медленнее обычной материей во внутренней коре НЗ [13, 15].

Как следует из верхней панели Рис. 5 из работы [45], верхний предел (в собственной системе отсчета) на температуру поверхности J0108, $T < 8 \times 10^4$ К, согласуется со значениями, предсказанными моделями ротохимического нагрева [12] для пульсара возрастом 200 млн лет с магнитным полем на поверхности 2.4×10^{11} Гс и начальным периодом вращения 1 мс. Согласие достигается как в случае модифицированных урка-процессов, так и в случае прямых урка-процессов с дополнительным нагревом за счет трения при избытке углового момента $J = 1 \times 10^{44}$ эрг с (предсказываемые температуры при этих параметрах очень близки). Это делает ситуацию очень похожей на случай более молодого пульсара B0950+08. Однако, если тепловое излучение действительно было детектировано в дальнем УФ, тогда наблюдаемый температурный диапазон $T \sim (3-7) \times 10^4$ К лежит между этими предсказаниями и нижней температурной границей, заданной моделью с прямыми урка-процессами и без нагрева трением. Это может означать, что нагрев за счет трения для J0108 менее эффективен, чем для PSR B0950+08. Для получения более строгих ограничений на механизмы подогрева необходимы дополнительные наблюдения J0108 с большей экспозицией, а также наблюдения других старых пульсаров в оптическом и УФ-диапазонах.

1.6 Заключение

Была произведена обработка данных наблюдений пульсара J0108-1431 на HST в четырех фильтрах оптического и ближнего и дальнего УФ-диапазонов. Был детектирован похожий на точечный УФ-источник в фильтре F140LP на уровне значимости около 3σ с координатами, совпадающими с положением радиопулсара в пределах 1σ неопределенности, составляющей $0.2''$. Этот источник можно рассматривать как кандидат на отождествление PSR J0108-1431. Также были установлены верхние пределы на среднюю плотность потока пульсара в фильтрах F225W, F336W и F438W. С использованием более точной астрометрической привязки было подтверждено детектирование на уровне 3σ оптического источника на положении пульсара в 2000 г. на VLT в фильтрах $U+B$ (и верхний предел в фильтре V), о котором сообщалось в работе [37].

В предположении, что излучение в фильтрах F140LP, U и B приходит от пульсара, был проанализирован многоволновой спектр, включая архивные данные обсерватории XMM-Newton. Было обнаружено, что полученные данные могут быть описаны степенным законом в оптической и УФ-части, предполагающим магнитосферное происхождение излучения. Спектр становится круче в рентгеновском диапазоне, что может говорить о наличии спектрального излома между дальним УФ- и рентгеновским диапазонами. Такая

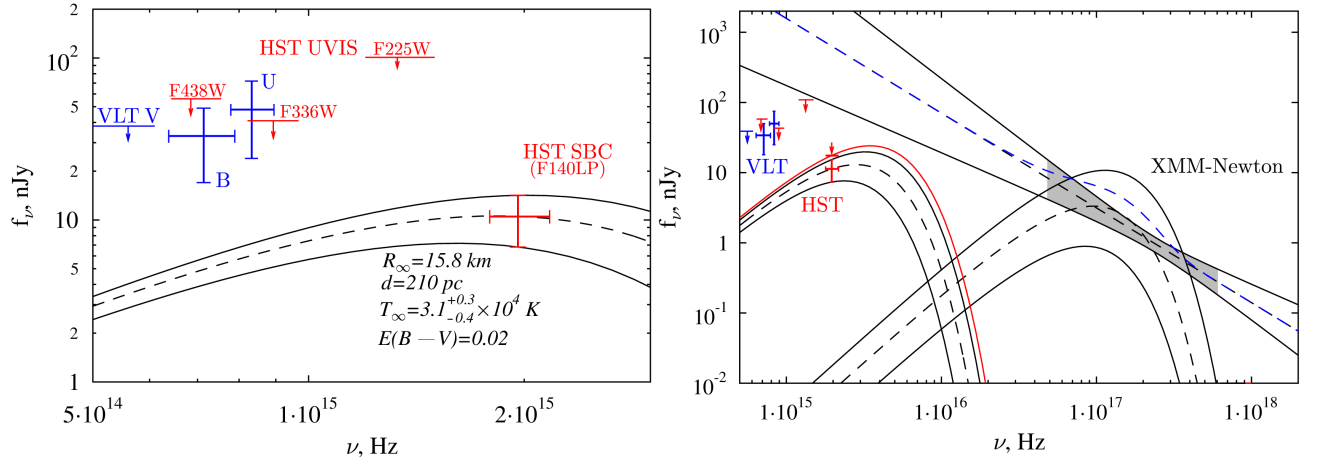


Рисунок 1.7: Ограничения, установленные на тепловое излучение с поверхности НЗ. Слева: планковский спектр в оптическом и УФ-диапазонах, исправленный за межзвездное поглощение, в предположении, что поток в фильтре F140LP полностью обусловлен тепловым излучением. Его параметры: $R_\infty = 15.8$ км, $d = 210$ пк, $E(B - V) = 0.02$ и температура поверхности $T_\infty = 3.1^{+0.3}_{-0.4} \times 10^4$ К (неопределенности температуры соответствуют неопределенностям плотности потока). Справа: тепловой спектр в оптическом и УФ-диапазонах, без поглощения, экстраполированный в сторону высоких энергий, и компоненты рентгеновской модели (такие же, как на правой панели рис. 1.6). Планковский спектр излучения поверхности НЗ показан для $d = 300$ пк, $R_\infty = 13.1$ км, $E(B - V) = 0.03$, $T_\infty = 4.8^{+0.7}_{-0.8} \times 10^4$ К. Красная линия соответствует консервативному верхнему пределу температуры поверхности НЗ $T_\infty < 5.9 \times 10^4$, полученному при рассмотрении данных в фильтре F140LP в качестве верхнего предела, для тех же d , R_∞ и $E(B - V)$.

ситуация типична для пульсаров, наблюдавшихся в обеих областях спектра. Если данная интерпретация верна, то пульсар показывает рекордную эффективность $\eta \sim 10^{-2}$ преобразования потери энергии вращения в нетепловое (магнитосферное) излучение от оптики до рентгена.

Излучение пульсара в дальнем УФ может быть преимущественно тепловым и исходить от всей поверхности НЗ. В этом случае температура поверхности НЗ для удаленного наблюдателя лежит в пределах $(3-6) \times 10^4$ К, что является наиболее низкой температурой НЗ, когда-либо измеренной. В то же время она намного выше значений, предсказываемых сценариями пассивного остывания для НЗ такого возраста, что может свидетельствовать о действии механизмов подогрева в недрах НЗ. Консервативный анализ данных в УФ-фильтре F140LP как верхнего предела приводит к установке верхнего предела на температуру поверхности НЗ $T_\infty < 6 \times 10^4$ К.

Детектирование PSR J0108-1431 в оптическом и УФ-диапазонах на более высоком уровне значимости необходимо для подтверждения наличия источника и более детального исследования его свойств.

Глава 2

Тепловое и нетепловое излучение пульсара B0950+08 в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах

2.1 Введение

Пульсар B0950+08 (J0953+0755, далее B0950) – одиночный радио- и рентгеновский пульсар. Он является одним из первых открытых радиопульсаров [70], имеет период $P = 253$ мс, скорость потери энергии вращения $\dot{E} = 5.6 \times 10^{32}$ эрг с⁻¹, характеристический возраст $\tau_{\text{sd}} = 17.5$ млн лет и характеристическое магнитное поле $B = 2.4 \times 10^{11}$ Гс [71]. Расстояние (измеренное по радиопараллаксу) $d = 262 \pm 5$ пк и собственное движение $\mu_\alpha = -2.08 \pm 0.08$ мсд год⁻¹, $\mu_\delta = 29.46 \pm 0.07$ мсд год⁻¹ соответствуют тангенциальной скорости $v_\perp = 36.6 \pm 0.7$ км с⁻¹ [72].

Излучение B0950 в УФ-диапазоне было открыто авторами работы [18] при наблюдениях на HST с помощью Faint Object Camera (FOC) с широкополосным фильтром F130LP (номинальная длина волны 3438 Å). Средняя плотность потока в полосе пропускания этого фильтра составила $\bar{f}_\nu = 51 \pm 3$ нЯн. По данным наблюдений на телескопе Subaru была получена средняя плотность потока 60 ± 9 нЯн в фильтре B [44]. Наблюдения на VLT с детектором FORS1 дали средние плотности потока 60 ± 17 , 45 ± 6 , 91 ± 8 и 78 ± 11 нЯн в фильтрах B , V , R и I соответственно [56]. Большой разброс значений плотности потока, особенно в фильтрах R и I , был вызван близостью красного протяженного фонового объекта, расположенного примерно в 1'' к северу от пульсара. Несмотря на это, было показано, что оптическое излучение B0950 имеет нетепловую природу. В работе [56] эти данные были аппроксимированы степенной моделью $f_\nu \propto \nu^\alpha$ с наклоном спектра $\alpha = -0.65 \pm 0.40$.

Для поиска теплового излучения с поверхности НЗ были проведены наблюдения B0950 с помощью детектора ACS/SBC на HST [17]. Эти наблюдения проводились в широкополосных фильтрах F125LP и F140LP с номинальными длинами волн 1438 и 1528 Å соответственно. Измеренные средние плотности потока в этих фильтрах – $\bar{f}_\nu = 109 \pm 6$ и 83 ± 14 нЯн – существенно превосходили продолжение оптического степенного спектра в сторону дальнего УФ-диапазона. Поэтому было сделано заключение, что избыток потока в дальнем УФ вызван тепловым излучением [17]. При аппроксимации плотностей потока в оптической и УФ-областях двухкомпонентной моделью, состоящей из степенной и тепловой чернотельной компонент, авторы указанной работы установили, что спектральный индекс нетепловой компоненты составляет $\alpha \sim -1.2$, а эффективная температура лежит в диапазоне $(1-3) \times 10^5$ К в зависимости от величины межзвездного поглощения и предполагаемого радиуса НЗ. Эти температуры намного выше, чем предсказываемые моделями пассивного остывания НЗ для такого старого пульсара, что может говорить о наличии механизмов подогрева, работающих внутри НЗ.

Однако это заключение было сделано на основании спектральных моделей, описывающих плотности потока в оптическом и УФ-диапазонах, где оптические точки имеют большие, плохо известные систематические ошибки, вызванные влиянием красного протяженного фоновых объекта, расположенного близко к пульсару на изображениях с телескопа VLT. Кроме того, после публикации работы [17] обнаружилась ошибка в калибровке детектора SBC [46], которая привела к переоценке измеренных потоков на 20 % – 30 % . Для измерения оптического спектра, свободного от загрязнения потоков фоновым объектом, и более аккуратного измерения эффективной температуры НЗ были проведены новые наблюдения B0950 на HST в двух оптических фильтрах.

2.2 Наблюдения и обработка данных

B0950 наблюдался на HST в три захода (программа 16064; руководитель наблюдений Г. Г. Павлов). Первое наблюдение было проведено 15 мая 2020 г. на детекторе WFC3/UVIS (поле зрения $162'' \times 162''$, масштаб изображения $0.04''$ пиксель $^{-1}$) в течение 1 орбиты космического телескопа в экстремально широком голубом фильтре F475X (время экспозиции и характеристики фильтров см. в Таблице 2.1). Для фильтрации космических лучей и плохих пикселей была применена четырехточечная схема сдвига. Объект был помещен в апертуру UVIS2-C512C-CTE, расположенную близко к считывающему устройству, для минимизации потерь заряда при переносе.

Второе и третье наблюдения, оба с детектором Wide Field Channel (WFC) камеры ACS (поле зрения $202'' \times 202''$, масштаб изображения $0.05''$ пиксель $^{-1}$) в фильтре F775W (аналог SDSS i), были проведены 5 июня 2020 г. (1.5 орбиты) и 6 марта 2021 г. (1 орбита). Объект был помещен в апертуру WFC1-CTE на детекторе для минимизации потерь при переносе заряда. При втором наблюдении использовались три точки из четырехточечной схемы сдвигов, а для третьего наблюдения была применена двухточечная схема.

Данные были загружены из каталога MAST (Barbara A. Mikulski Archive for Space Telescopes) и обработаны при помощи программы AstroDrizzle версии 3.1.6 из пакета DrizzlePac. Для финальных изображений был выбран масштаб пикселя $0.025'' \times 0.025''$ вместо стандартных для потоковой обработки $0.05'' \times 0.05''$, что позволило немного повысить угловое разрешение и более аккуратно отделить пульсар от близкого фоновых объекта (см. разделы 2.3.1 и 2.3.2). Исследование отдельных экспозиций и их сравнение с финальными изображениями выявило несколько следов от космических лучей и «горячих» пикселей, которые остались после фильтрации при обработке. Эти артефакты были удалены вручную.

Таблица 2.1: Наблюдения PSR B0950+08 на HST

Заход	Время начала	Инструмент	Фильтр	λ_p^a (Å)	W_{eff}^b (Å)	Число точек сдвига	Экспозиция (с)
1	2020-05-15 11:07:49	WFC3/UVIS	F475X	4936	1981	4	2420
2	2020-06-05 04:25:00	ACS/WFC	F775W	7693	1379	3	3726
3	2021-03-06 15:23:40	ACS/WFC	F775W	7693	1379	2	2434

^a Номинальная длина волны фильтра.

^b Эквивалентная ширина фильтра.

2.3 Анализ данных и результаты

2.3.1 Астрометрия и изображения

На Рис. 2.1 показана окрестность пульсара размером $\sim 2'' \times 2''$, как она видна на изображениях UVIS в фильтре F475X и WFC в фильтре F775W (показано изображение из более длинных наблюдений 5 июня 2020 г.). На каждом из этих фрагментов изображений виден только один уверенно детектируемый точечный источник – предположительно пульсар. Номинальные координаты этого источника на изображениях с базовой астрометрической привязкой составляют: $\alpha = 09:53:09.3213$ и $\delta = +7:55:36.673$ для фильтра F475X, и $\alpha = 09:53:09.3028$ и $\delta = +7:55:36.468$ для первого из двух наблюдений в фильтре F775W. Они отличаются от координат радиопулсара в эту эпоху (представленных в Таблице 2.2) на $0.27''$ и $0.28''$ соответственно. Эти смещения существенно больше, чем неопределенности положения радиопулсара, которые составляют $0.015''$ по α и δ . Таким образом, чтобы уверенно идентифицировать оптический источник как пульсар (или отказаться от такой идентификации), необходима более аккуратная астрометрическая привязка изображений HST.

Для точного измерения небесных координат в системе ICRS было получено астрометрическое решение с помощью каталога GAIA EDR3 [73] и процедур из пакета IRAF `imcentroid` и `ssmap`. На изображении, сделанном детектором UVIS, и первом изображении, сделанном WFC, было найдено пять звезд из каталога GAIA. Две из них – общие для обоих полей зрения. На втором изображении, полученном на WFC, оказалось четыре звезды из каталога, три из которых – общие с первым полем WFC. Для вычисления координат опорных звезд на эпоху наблюдений HST координаты из каталога GAIA EDR3, приведенные на эпоху 2016.0, были поправлены в соответствии с собственными движениями звезд, приведенными в этом же каталоге. Среднеквадратичные неопределенности астрометрического решения для изображения в фильтре F475X составили 2.4 мсд по α и 3.3 мсд по δ . Для первого (второго) изображения в фильтре F775W эти значения составили 6.8 (4.0) мсд по α и 4.4 (1.8) мсд по δ . Среднеквадратичные неопределенности центрирования опорных звезд оказались $\lesssim 0.3$ мсд по α и δ для всех трех изображений. Ошибки координат в каталоге GAIA для всех наших полей также не превышают 0.5 мсд.

Неопределенности, связанные с поправкой на собственное движение, составили 4.9 мсд по α и 4.3 мсд по δ для изображения F475X, а для первого (второго) изображения в фильтре F775W – 5.3 (2.3) мсд по α и 4.8 (1.7) мсд по δ . В результате суммирования всех вкладов погрешность астрометрической привязки для фильтра F475X составила 5 мсд по обеим координатам. Аналогично рассчитанные неопределенности для фильтра F775W составили 9 (4) мсд по α и 7 (3) мсд по δ для привязки первого (второго) изображения.

С использованием полученного на основе GAIA EDR3 астрометрического решения были измерены ICRS координаты нашего точечного источника. Они перечислены в Таблице 2.2, где неопределенности координат учитывают погрешности астрометрической привязки и ошибки центрирования самого источника, составившие 5 мсд для фильтра F475X и 8 и 6 мсд для первого и второго изображений в фильтре F775W соответственно. Их можно сравнить с координатами радиопульсара, рассчитанными на эпоху наблюдений HST с использованием опорных радиокоординат, собственного движения и параллакса из работы [72]. Как видно из Таблицы 2.2, разность между радио- и оптическим положениями объекта находится в диапазоне 4–18 мсд, что не выходит за пределы статистических неопределенностей. Это демонстрирует высокую точность астрометрической привязки на основе данных GAIA и подтверждает, что обнаруженный точечный источник действительно является пульсаром.

На изображениях HST не видно какого-либо протяженного источника, который можно было бы интерпретировать как пульсарную туманность. Вытянутость изображения пульсара в направлении, перпендикулярном его собственному движению, которая отмечалась по данным наблюдений на телескопах Subaru и VLT в фильтре B и предположительно интерпретировалась как пульсарная туманность [44, 56], могла быть вызвана наложением слабого голубого фонового источника. Этот источник расположен в $0.6''$ к югу от пульсара на изображении F475X (то есть в $0.2''$ к западу от пульсара в 2001 г., когда его наблюдали на Subaru и VLT с качеством изображения $\sim 0.7''$).

В фильтре F775W в $0.3'' - 0.5''$ к северо-северо-западу от пульсара виден протяженный объект с неравномерным распределением яркости, похожий на далекую галактику или группу галактик. В фильтре F475X можно увидеть только намек на него. Это объект O2, который авторы работы [56] детектировали в 2001 г. на VLT в фильтрах R и I , когда пульсар был на $0.58''$ южнее. Очевидно, что если бы пульсар наблюдался в 2020 г. на наземном телескопе без адаптивной оптики, то углового разрешения не хватило бы для его отделения от фонового объекта.

2.3.2 Фотометрия

Была измерена скорость счета в апертурах радиусом 5.6 пикселей ($0.14''$) и 5 пикселей ($0.125''$) в фильтрах F475X и F775W соответственно. Далее нужно было определить долю отсчетов от точечного источника ϕ_E в этих апертурах. Для этого ϕ_E измерялась как функция радиуса апертуры для двух относительно ярких ненасыщенных звезд на изображении

Таблица 2.2: Положения PSR B0950+08 в различные эпохи в оптическом и радиодиапазонах

Эпоха	α (J2000)	δ (J2000)	α (J2000)	δ (J2000)	$\Delta\alpha$	$\Delta\delta$
МJD	(оптический диапазон)	(оптический диапазон)	(радиодиапазон)	(радиодиапазон)	(мсд)	(мсд)
51544	...	...	09:53:09.3071(10)	+7:55:36.148(15)	...	...
58984	09:53:09.3049(5)	+7:55:36.761(7)	09:53:09.3040(10)	+7:55:36.748(15)	13 ± 17	13 ± 17
59005	09:53:09.3051(8)	+7:55:36.740(11)	09:53:09.3039(10)	+7:55:36.750(15)	18 ± 19	-10 ± 19
59279	09:53:09.3043(5)	+7:55:36.781(7)	09:53:09.3040(10)	+7:55:36.772(15)	4 ± 17	9 ± 17

Опорные координаты радиопульсара (первая строка) были взяты из работы [72]. Строки №2, 3 и 4 соответствуют оптическим наблюдениям №1, 2 и 3. Радиокординаты на эпоху наблюдений HST вычислены с использованием значений собственного движения $\mu_\alpha = -2.09$ мсд год⁻¹, $\mu_\delta = +29.46$ мсд год⁻¹ и параллакса $\pi = 3.82$ мсд [72]. Смещения положения источника в оптическом диапазоне относительно его положения в радиодиапазоне выписаны в последних двух столбцах. Числа в скобках соответствуют 68% неопределенностям.

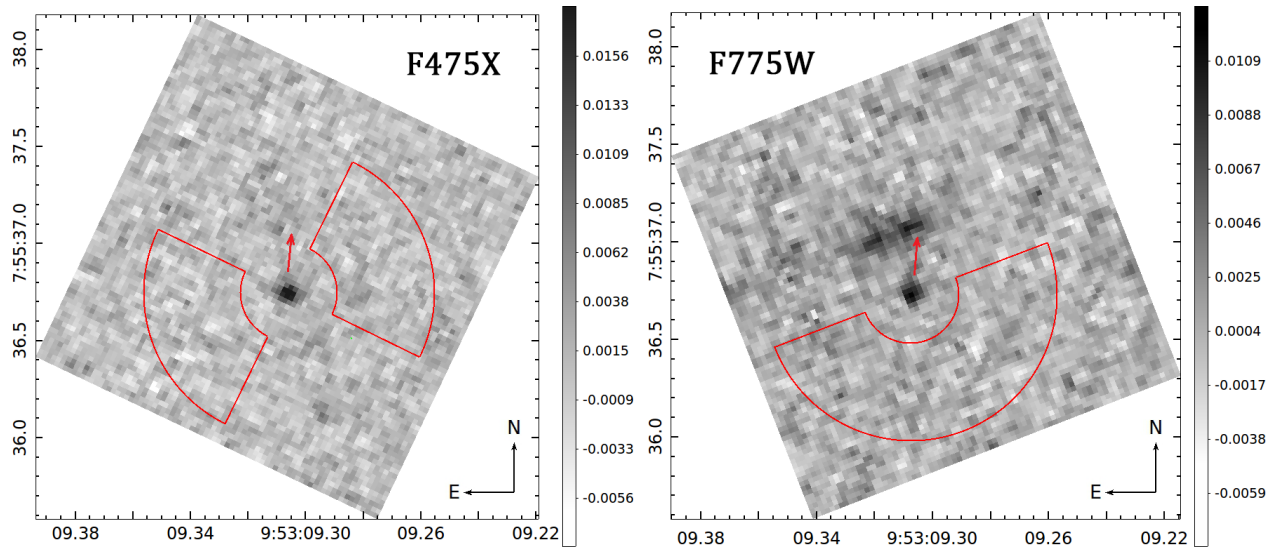


Рисунок 2.1: Изображения окрестности пульсара B0950+08 размером $\sim 2'' \times 2''$ с размером пикселя $0.025'' \times 0.025''$. Пульсар – точечный объект в центре. Красной стрелкой обозначено направление его собственного движения, конец стрелки показывает точку, в которой пульсар будет в 2031 г. Красными контурами обозначены области, выбранные для измерения фона. Вертикальные полосы показывают интенсивность в отсч. с^{-1} пиксель $^{-1}$.

в фильтре F475X и пяти звезд в фильтре F775W. Полученные значения $\phi_E = 0.80$ и 0.73 близки к номинальным значениям для этих детекторов² и выбранных размеров апертур.

В обоих фильтрах фон измерялся в секторах кольцевой области с внутренним радиусом 10 пикселей ($0.25''$) и внешним радиусом 30 пикселей ($0.75''$) (см. Рис. 2.1). В фильтре F475X фон извлекался из двух 90-градусных секторов к востоку и западу от пульсара, чтобы избежать кажущегося увеличения яркости фона вдоль вертикальной диагонали квадрата изображения (см. левую панель Рис. 2.1). В фильтре F775W фон извлекался из 180-градусного сектора, а северная половина кольца была исключена, поскольку содержит протяженный источник.

Поскольку числа отсчетов в маленьких пикселях изображения не являются статистически независимыми, то стандартный подход оценки шума, основанный на среднем значении и стандартном отклонении числа отсчетов (или скорости счета) на пиксель³, приводит к недооценке неопределенности скорости счета от источника⁴. Поэтому был использован подход «пустых апертур» (см. раздел 3.4 в работе [77]). В этом подходе скорость счета от фона измеряется в множестве апертур такого же размера, как и апертура для источника, случайно размещенных в фоновой области. Среднее значение $\bar{C}_{\text{bgd}}$ и дисперсия $\sigma_{C_{\text{bgd}}}^2$ скорости счета на апертуру дают наиболее надежные оценки для скорости счета от источника и ее неопределенности σ_s :

²См. [74] и <https://www.stsci.edu/hst/instrumentation/acs/data-analysis/aperture-corrections>

³См., например, уравнение 25 в работе [75].

⁴См., например, [76] и раздел 3.3 в руководстве к DrizzlePac https://www.stsci.edu/files/live/sites/www/files/home/scientific-community/software/drizzlepac/_documents/drizzlepac-handbook.pdf.

$$C_s = C_{\text{tot}} - \overline{C}_{\text{bgd}}, \quad \sigma_s = \left(\sigma_{C_{\text{bgd}}}^2 + C_s t_{\text{exp}}^{-1} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где C_{tot} – полная скорость счета в апертуре источника, и t_{exp} – время экспозиции. Стоит заметить, что напрямую измеренная величина $\sigma_{C_{\text{bgd}}}^2$ включает в себя все возможные источники фонового шума, такие как вклад неба, а также различные инструментальные и связанные с обработкой вклады. Преимуществом данного подхода является его простота и минимальное количество сделанных допущений.

В нашем случае для каждого изображения был использован набор из 1000 апертур, с теми же радиусами как и апертура для источника, $r_{\text{extr}} = 0.14''$ и $0.125''$ для фильтров F475X и F775W соответственно. Результаты фотометрии для всех трех наблюдений представлены в Таблице 2.3.

Для конвертации скорости счета от источника, скорректированной на конечный размер апертуры, в среднюю плотность потока было использовано значение обратной чувствительности **photnu** ($\mathcal{P}_\nu$ в Таблице 2.3) из заголовка fits-файла изображения в фильтре F475X. Для фильтра F775W $\mathcal{P}_\nu$ было вычислено с использованием значений **photflam** и **photplam**. Полученные средние плотности потока от источника для каждого из трех наблюдений представлены в первых трех строках Таблицы 2.3.

В четвертой строке Таблицы 2.3 представлены результаты для суммы двух изображений в фильтре F775W, выравненных по положению источника (пульсара). Средняя плотность потока от пульсара, измеренная на суммарном изображении, $\bar{f}_\nu = 52.9 \pm 6.9$ нЯн находится в отличном соответствии со значениями плотности потока, усредненными по отдельным наблюдениям.

Плотность потока в фильтре F475X хорошо согласуется с измерениями Subaru и VLT в фильтре B , в то же время поток в фильтре F775W значительно ниже, чем потоки в фильтрах I и R , измеренные на VLT (см. раздел 1 работы [56]). Причина этого несоответствия заключается в относительно низком угловом разрешении наблюдений на наземном телескопе, что усложнило коррекцию на загрязнение от близкого протяженного фонового источника к северу от пульсара.

В Таблицу 2.3 также включены результаты фотометрии в дальнем УФ-диапазоне из работы [17]. Мы скорректировали их с учетом новой калибровки детектора ACS/SBC [46], вычисленной в 2019 г. Более низкие значения обратной чувствительности $\mathcal{P}_\nu$ привели к более низкой плотности потока в дальнем УФ-диапазоне по сравнению со значениями, опубликованными в работе [17]. Снижение составило 29% и 24% для фильтров F125LP и F140LP соответственно.

2.3.3 Спектральные модели

Как и в работе [17], спектр в оптическом и УФ-диапазонах описывался моделью, состоящей из суммы степенного закона и спектра абсолютно черного тела, с учетом межзвездного поглощения (модель PL+BB):

Таблица 2.3: Фотометрия пульсара B0950+08

Фильтр	Наблюдение	t_{exp} (с)	r_{extr} (")	ϕ_E (%)	C_{tot} ($\frac{\text{отсч.}}{\text{кс}}$)	C_{bgd} ($\frac{\text{отсч.}}{\text{кс}}$)	N_{bgd} (отсч.)	C_s ($\frac{\text{отсч.}}{\text{кс}}$)	C_{corr} ($\frac{\text{отсч.}}{\text{кс}}$)	$\mathcal{P}_\nu$ ($\frac{\text{нЯн кс}}{\text{отсч.}}$)	$\bar{f}_\nu$ (нЯн)
F475X	1	2420	0.14	80	426	38 ± 36	...	388 ± 38	485 ± 48	0.123	59.6 ± 5.9
F775W	2	3726	0.125	73	224	32 ± 33	...	192 ± 34	263 ± 47	0.197	51.8 ± 9.2
F775W	3	2434	0.125	73	222	22 ± 36	...	200 ± 38	274 ± 51	0.197	54.0 ± 10.1
F775W	2+3	6160	0.125	73	223	27 ± 25	...	196 ± 25	268 ± 35	0.197	52.9 ± 6.9
F125LP	...	5528	0.25	66	69	...	1859	60.8 ± 3.6	92.0 ± 5.4	0.847	77.9 ± 4.6
F140LP	...	1774	0.25	67	35	...	642	25.9 ± 4.5	39.0 ± 6.7	1.608	62.7 ± 10.8

ϕ_E – доля отсчетов от точечного источника, попадающих в апертуру радиусом r_{extr} , C_{tot} – общее число отсчетов в апертуре источника, $C_{\text{bgd}} = \bar{C}_{\text{bgd}} \pm \sigma_{C_{\text{bgd}}}$, $\bar{C}_{\text{bgd}}$ и $\sigma_{C_{\text{bgd}}}$ – среднее значение и стандартное отклонение фона, N_b – число отсчетов в области фона на УФ-изображениях, C_s – чистая скорость счета от источника, ее ошибка оценивалась как $[(\sigma_{C_{\text{bgd}}}^2 + C_s t_{\text{exp}}^{-1})^{1/2}]$ для оптических изображений и $[C_{\text{tot}} t_{\text{exp}} + (A_s/A_b)^2 N_b]^{1/2} t_{\text{exp}}^{-1}$ для УФ-изображений, где $A_s = 0.196$ угл. сек.² и $A_b = 7.854$ угл. сек.² – площади апертур источника и фона [17], C_{corr} – скорость счета от источника, скорректированная на конечную апертуру, $\bar{f}_\nu = C_{\text{corr}} \mathcal{P}_\nu$ – средняя плотность потока, и $\mathcal{P}_\nu$ – обратная чувствительность (коэффициент конвертации скорости счета в среднюю плотность потока).

$$f_\nu^{\text{mod}} = \left[f_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\alpha + \frac{R_\infty^2}{d^2} \pi B_\nu(T_\infty) \right] \times 10^{-0.4A_\nu}, \quad (4)$$

где ν_0 – опорная частота для степенной компоненты модели (была выбрана частота $\nu_0 = 1 \times 10^{15}$ Гц, что соответствует $\lambda_0 = 3000$ Å), $d = 262d_{262}$ пк – расстояние, $T_\infty = T(1+z)^{-1}$ и $R_\infty = R(1+z)$ – температура и радиус НЗ, измеряемые удаленным наблюдателем, $z = [1 - 2.953(M/M_\odot)(1 \text{ км}/R)]^{-1/2} - 1$ – гравитационное красное смещение и $B_\nu(T_\infty)$ – функция Планка. Далее будут использоваться обозначения $R_\infty = 15R_{15}$ км и $T_\infty = 10^4 T_4$ К. Измеряемый удаленным наблюдателем радиус НЗ $R_\infty = 15$ км соответствует собственному радиусу $R = 12.2$ км при массе НЗ $M = 1.4M_\odot$. Коэффициент поглощения A_ν пропорционален избытку цвета $E(B-V)$. Согласно работе [17], избыток цвета, наиболее вероятно, лежит в диапазоне $E(B-V) = 0.01-0.03$, однако нельзя исключать и более высокие значения, вплоть до 0.06. Поэтому рассматривался диапазон $E(B-V) = 0.01-0.06$, а для связи A_ν с $E(B-V)$ использовался закон поглощения Карделли [54].

Для аппроксимации измеренного в широких фильтрах спектра моделью, представленной уравнением 4, ее параметры варьировались с целью минимизации следующей статистики χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\bar{f}_{\nu,i} - \bar{f}_{\nu,i}^{\text{mod}})^2}{\sigma_{f_{\nu,i}}^2}, \quad (5)$$

где $\bar{f}_{\nu,i}$ и $\sigma_{f_{\nu,i}}$ – средняя плотность потока и ее неопределенность в i -ом фильтре (представленные в последнем столбце Таблицы 2.3),

$$\bar{f}_{\nu,i}^{\text{mod}} = \left[\int f_\nu^{\text{mod}} \nu^{-1} T_i(\nu) d\nu \right] \left[\int T_i(\nu) \nu^{-1} d\nu \right]^{-1}, \quad (6)$$

и $T_i(\nu)$ – пропускание i -го фильтра как функция частоты. Были использованы все доступные наблюдения HST (пять фильтров) и наблюдение Subaru в фильтре B , поскольку на него не повлиял красный протяженный фоновый объект к северу от пульсара.

Модель, заданная уравнением 4, имеет пять параметров. Из-за немногочисленности точек данных и корреляции между параметрами было решено варьировать три из них: T_∞ , α и f_{ν_0} при фиксированных значениях $E(B - V)$ и $R_\infty/d = 1.86 \times 10^{-15} R_{15}/d_{262}$ [17]. Пример такой аппроксимации для наиболее правдоподобных значений $E(B - V) = 0.02$ и $R_{15}/d_{262} = 1$ показан на Рис. 2.2. Параметры наилучшей подгонки этой модели составили $T_4 = 8.0^{+0.9}_{-1.4}$, $\alpha = -0.32^{+0.29}_{-0.26}$ и $f_{\nu_0} = 41^{+8}_{-7}$ нЯн. При значении редуцированного $\chi^2_{\min} = 1.46$ для трех степеней свободы данная аппроксимация не является оптимальной (вероятно, из-за неучтенных систематических ошибок), однако она существенно лучше результата работы [17], где редуцированный $\chi^2_{\min} = 3.8$ для четырех степеней свободы (при $E(B - V) = 0.02$ и $R_{15}/d_{262} = 0.8$).

Для непосредственного сравнения с результатами работы [17] также была проведена подгонка модели при $R_{15}/d_{262} = 0.8$. Хотя наиболее подходящая модель качественно похожа на показанную на Рис. 3 в работе [17], ее параметры достаточно сильно отличаются: $T_4 = 10.1^{+1.5}_{-2.0}$ и $\alpha = -0.28^{+0.28}_{-0.26}$ (редуцированный $\chi^2_{\min} = 1.39$) против $T_4 = 16.8 \pm 2.6$ и $\alpha = -1.17 \pm 0.43$. Более низкая температура и более пологий наклон степенной компоненты вызваны более низкими значениями плотности потока в дальнем УФ-диапазоне из-за уточненной калибровки ACS/SBC и более низкой плотностью потока в красной области оптического диапазона. Последняя стала ниже, поскольку теперь не подвергается загрязнению от близкого фонового источника, которое присутствовало в данных предыдущих наземных наблюдений в красных фильтрах.

Неопределенности параметров модели растут с увеличением доверительного уровня. При этом нижняя граница температуры стремится к нулю при выборе достаточно высокого доверительного уровня. Например, для случая $E(B - V) = 0.02$ и $R_{15}/d_{262} = 1.0$, мы получаем $T_4 = 8.0^{+1.4}_{-2.8}$ на уровне 90%, и $T_4 = 8.0^{+2.0}_{-8.0}$ на уровне 99%. Данная зависимость проиллюстрирована на Рис. 2.3, где показаны доверительные контуры на уровнях 68.3%, 95.5% и 99.7% (для двух параметров интереса) при $R_{15}/d_{262} = 1.0$ и трех значениях избытка цвета: $E(B - V) = 0.01$, 0.03 и 0.06. Видно, что при $T_4 \lesssim 2-3$ остальные параметры модели становятся нечувствительными к значению температуры, а контуры высоких доверительных уровней уходят в область нулевых значений при всех рассмотренных величинах поглощения.

Рис. 2.3 также показывает, что T_∞ и α растут с увеличением избытка цвета. Сильная антикорреляция температуры с наклоном степенной компоненты указывает на то, что ее неопределенность может быть существенно снижена при условии более точных измерений потоков в оптическом и ИК-диапазонах с привлечением дополнительных фильтров.

Зависимости температуры и наклона степенного спектра от избытка цвета показаны на Рис. 2.4. При $E(B - V) < 0.06$ они могут быть аппроксимированы линейными функци-

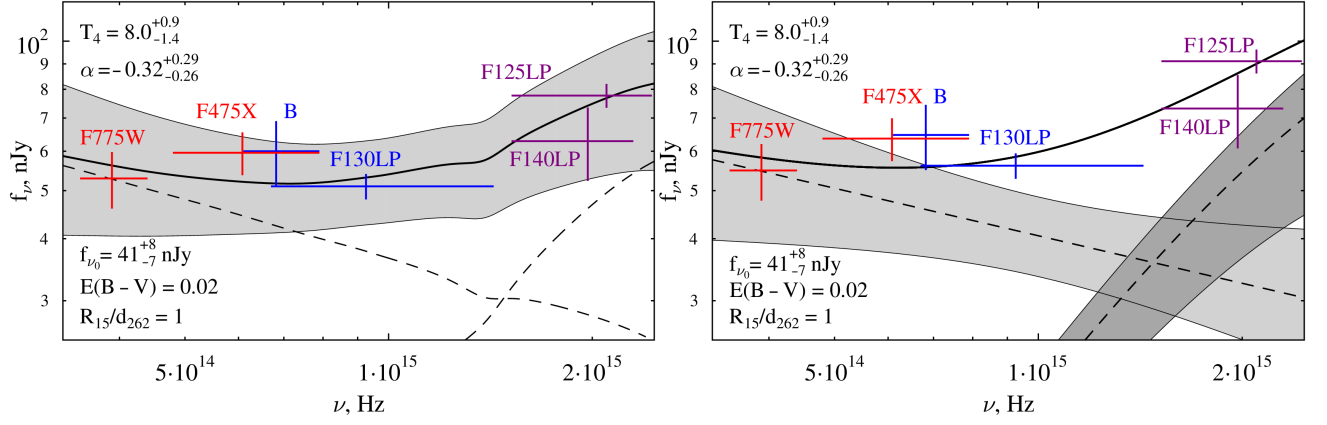


Рисунок 2.2: Наблюдаемый (слева) и исправленный за межзвездное поглощение (справа) спектр пульсара в оптическом и УФ-диапазонах. Толстая непрерывная линия показывает наилучшую подгонку PL+BB модели к данным HST и Subaru (B) при фиксированных значениях $E(B - V) = 0.02$ и $R_{15}/d_{262} = 1$. Прерывистые линии показывают компоненты модели. Закрашенные области показывают неопределенности подгонки модели на доверительном уровне 68% для компонент модели (правая панель) и их суммы (левая панель).

ями, представленными на этом рисунке. Параметры модели также зависят от R_{15}/d_{262} , в частности, температура пропорциональна $(R_{15}/d_{262})^{-1.5}$ [17].

Хотя вероятность крайне низкой (фактически недетектируемой) температуры мала, такие значения формально не исключаются имеющимися данными. Поэтому была сделана аппроксимация данных однокомпонентной степенной моделью с поглощением. Для $E(B - V) = 0.02$ было получено $\alpha = +0.36 \pm 0.06$, $f_{\nu_0} = 66.7 \pm 2.3$ нЯн и редуцированный $\chi^2_{\min} = 1.97$ для четырех степеней свободы. Согласно F-тесту, добавление чернотельной компоненты к степенной необходимо для описания данных с вероятностью 80%.

Комбинирование неопределенностей величины поглощения и соотношения радиус-расстояние расширяет диапазон возможных температур. Например, для $0.8 \leq R_{15}/d_{262} \leq 1.1$ и $0.01 \leq E(B - V) \leq 0.03$ мы получаем $5.8 < T_4 < 12.3$ на доверительном уровне 68%, и $4.7 < T_4 < 13.1$ на уровне 90%. Наиболее консервативная верхняя граница температуры для $R_{15}/d_{262} = 0.8$ и $E(B - V) = 0.06$ составляет $T_4 < 17$ на уровне 99%.

2.4 Результаты

Благодаря исключительному угловому разрешению HST удалось отделить излучение пульсара от расположенной близко фоновой галактики и аккуратно измерить его поток в длинноволновой части оптического диапазона. Было обнаружено, что плотность потока в фильтре F775W (с номинальной длиной волны 7693 Å) в 1.5 и 1.7 ниже значений, полученных ранее на VLT в фильтрах I и R соответственно, при существенно более низком угловом разрешении. Более низкая плотность потока в красной части оптического спектра и дальнем УФ (последняя – из-за недавней перекалибровки ACS/SBC, которая показала более высокую чувствительность этого детектора) привели к более пологому наклону степенной компоненты и меньшей температуре для тепловой компоненты при описании спектра

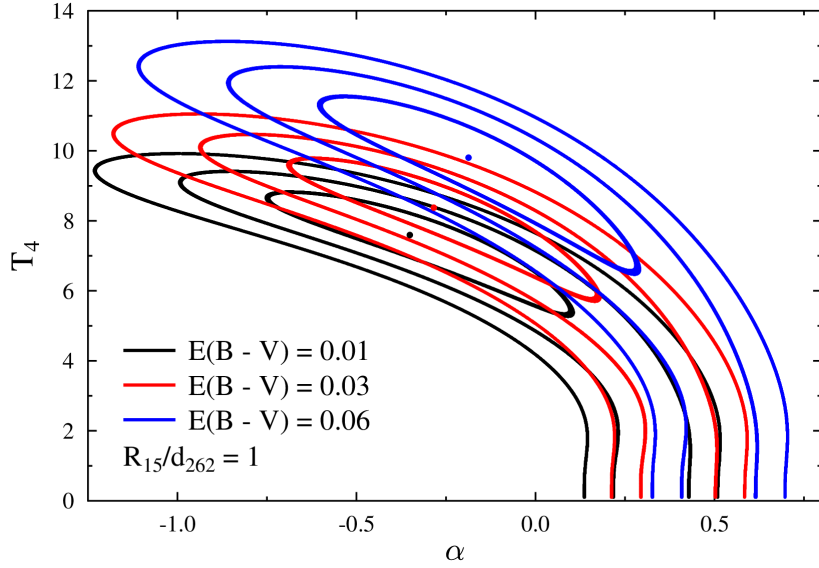


Рисунок 2.3: Доверительные контуры в плоскости α – T_∞ для $R_{15}/d_{262} = 1$ и $E(B - V) = 0.01$, 0.03 и 0.06 (черные, красные и синие линии соответственно). Контур построены для 68.3%, 95.5% и 99.7% доверительных уровней (для двух параметров интереса). Третий параметр – $f_{\nu 0}$ варьировался для минимизации χ^2 в каждой точке плоскости α – T_∞ .

В0950 в оптическом и УФ диапазонах моделью PL+BB. В частности, наиболее вероятная температура стала в 1.5–2 раза ниже предыдущей оценки из работы [17]. Для реалистичных диапазонов избытка цвета и соотношения радиус-расстояние температура для удаленного наблюдателя находится в диапазоне $5 \lesssim T_\infty/10^4 \text{ K} \lesssim 13$ на доверительном уровне 90%, с наиболее вероятным значением $T_\infty \sim 8 \times 10^4 \text{ K}$. Соответствующие температуры с поправкой на гравитационное красное смещение в $1 + z = [1 - 0.246(M/M_\odot)(12 \text{ km}/R)]^{-1/2}$ раза выше. Например, $6 \lesssim T/10^4 \text{ K} \lesssim 16$ для $M = 1.4M_\odot$ и $R = 12 \text{ км}$.

Такие температуры намного выше, чем предсказанные моделями пассивного остывания НЗ для возраста $\gtrsim 10$ млн лет. Если настоящий возраст В0950 близок к его характеристическому возрасту, оцениваемому из замедления вращения (17.5 млн лет), то это требует наличия механизмов подогрева, работающих в недрах НЗ. Согласно [12], наиболее вероятным механизмом такого подогрева для классического (не раскрученного) пульсара с сильным магнитным полем является «нагрев трением», вызванный взаимодействием быстро вращающейся сверхтекучей жидкости с вращающейся медленнее нормальной материей во внутренней коре НЗ. Полученный диапазон температуры в целом согласуется с тепловой эволюцией НЗ, допускающей нагрев трением и охлаждение как с прямыми, так и с модифицированными урка-процессами (см. нижние панели Рис. 4 и 5 в работе [12] и верхнюю панель Рис. 5 в работе [45]).

Однако настоящий возраст этого пульсара может существенно отличаться от характеристического. Например, авторы работы [78], используя байесовский подход, оценили наиболее вероятный кинематический возраст В0950 как ≈ 2 млн лет с 95% доверительным интервалом 0.4–17 млн лет. Верхняя граница этого интервала близка к характери-

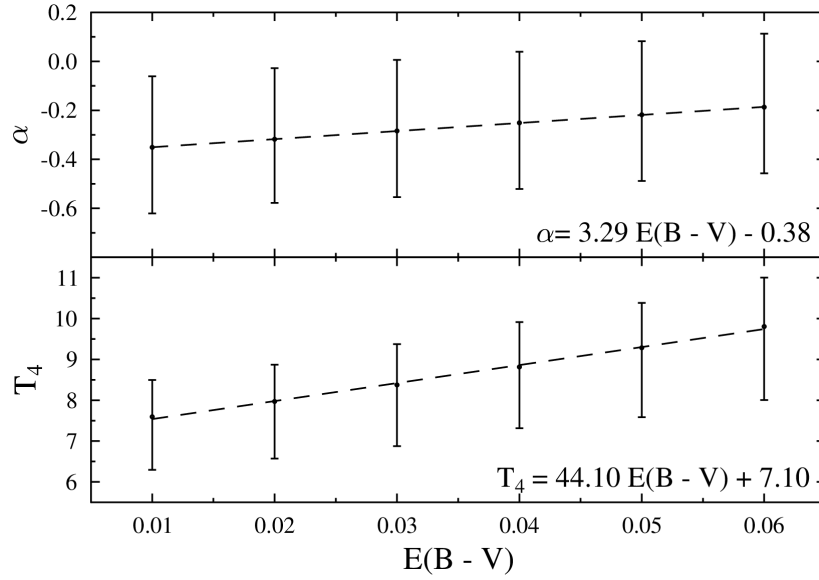


Рисунок 2.4: Зависимости основных параметров модели от избытка цвета для $R_{15}/d_{262} = 1$. Уравнения на панелях являются линейными аппроксимациями этих зависимостей. Неопределенности показаны на уровне 68%.

ческому возрасту и также требует внутреннего нагрева НЗ, как и обсуждалось выше. В пределах этого очень широкого интервала согласованность между полученной температурой и предсказаниями сценария пассивного остывания НЗ возможна только для возраста $\lesssim 4$ млн лет (см. Рис. 7 в работе [78]). Согласно работе [78], такой маленький возраст может объясняться быстрым распадом магнитного поля НЗ на временном масштабе $\lesssim 5$ млн лет и/или большим начальным периодом вращения НЗ, сравнимым с его текущим значением. Все это означало бы, что B0950 – очень необычный объект в сравнении с другими старыми классическими пульсарами. Требуемый временной масштаб распада магнитного поля значительно меньше времени омической диссипации ($\gtrsim 10$ млн лет), обусловленной примесями в кристаллической решетке коры НЗ (современный обзор эволюции магнитного поля НЗ см. в [79]). Недавние 2D и 3D моделирования магнитной и тепловой эволюции НЗ, выполненные преимущественно для сверхсильных магнитных полей $B \sim 10^{14} - 10^{15}$ Гс (типичных для магнетаров), показывают, что малые времена распада возможны при учете нелинейного эффекта Холла и наличии очень сильной тороидальной компоненты магнитного поля в коре (см., например, [80, 81]). Эти модели позволяют объяснить некоторые наблюдаемые особенности магнетаров. Однако B0950 не проявляет свойств магнетара, таких как жесткие рентгеновские или мягкие гамма вспышки. Также нет признаков наличия на его поверхности больших горячих пятен, типичных для магнетаров. Магнитное поле на поверхности B0950 находится в диапазоне $\sim 10^{11} - 10^{12}$ Гс, типичном для обыкновенных пульсаров. Предположение о большом начальном периоде пульсара, близком к текущему значению в 253 мс, выглядит достаточно спорным и плохо согласуется со значительно более короткими периодами молодых классических пульсаров. Эти противоречия не исключают возможности, что B0950 моложе своего характеристического возраста, но такая

большая разница в возрасте выглядит маловероятной, поскольку наблюдаемые свойства В0950 существенно не отличаются от других представителей класса старых пульсаров.

Кроме того, малое значение наиболее вероятного кинематического возраста В0950, оцененное в работе [78], скорее всего объясняется необычно малой поперечной скоростью пульсара. Это требует большой радиальной скорости, если считать, что полная скорость находится вблизи типичных для пульсаров значений. Однако нельзя исключить возможность того, что на самом деле и полная, и радиальная скорости В0950 существенно меньше, чем наиболее вероятные значения для пульсаров.

По наблюдениям HST был получен наклон степенной компоненты $\alpha = -0.3 \pm 0.3$, который оказался далеко не таким крутым, как $\alpha = -1.2 \pm 0.4$, основанный на предыдущих наземных наблюдениях. Заново измеренный наклон находится в диапазоне $-1 \lesssim \alpha \lesssim 0$, типичном для оптических спектров других пульсаров (например, [82]). Наклон оптического спектра В0950 меньше, чем в рентгеновском диапазоне, например, $\alpha_X = -0.75 \pm 0.15$ при описании рентгеновского спектра однокомпонентной степенной моделью [83]. Это говорит о наличии спектрального излома между оптическим и рентгеновским диапазонами, как и у многих других пульсаров, исследованных в обоих этих диапазонах. Однако излом исчезает, если в рентгеновскую модель добавить тепловую компоненту от горячих полярных шапок, нагретых релятивистскими частицами из магнитосферы пульсара. Это приводит к $\alpha_X = -0.3 \pm 0.1$, что согласуется с наклоном оптического спектра. Таким образом, пока неясно, производятся ли оптические и рентгеновские нетепловые фотоны одним механизмом излучения и одним распределением релятивистских частиц в магнитосфере пульсара. Свойства полярных шапок и их вклад в рентгеновский спектр могут быть получены из временного и спектрального анализа более глубоких рентгеновских наблюдений.

Хотя весьма вероятно, что поток от В0950 в дальнем УФ обусловлен в основном тепловой компонентой, формально нельзя исключить очень низкую температуру поверхности и, соответственно, больший спектральный индекс, чем оценивалось выше (см. Рис. 2.3). Другими словами, при выборе высокого доверительного уровня для параметров модели удастся установить лишь верхнюю границу эффективной температуры. Например, на доверительном уровне 99% мы получаем $T_\infty < 1.0 \times 10^5$ К при $E(B-V) = 0.02$ и $R_{15}/d_{262} = 1$, и $T_\infty < 1.7 \times 10^5$ К при $E(B-V) = 0.06$ и $R_{15}/d_{262} = 0.8$. С учетом зависимостей T_∞ от $E(B-V)$ и R_∞/d (см. раздел 2.3.3) значение $T_\infty = 1.7 \times 10^5$ К может рассматриваться как наиболее консервативный верхний предел на температуру.

Из-за антикорреляции α и T_∞ (см. Рис. 2.3) очень низкие температуры соответствуют положительным значениям α , т. е. плотность потока растет с частотой (например, $\alpha = +0.36 \pm 0.06$ при $E(B-V) = 0.02$). Малая вероятность низкотемпературных решений подтверждается не только статистикой, но и отсутствием среди известных пульсаров объектов с настолько большими значениями наклона оптической степенной компоненты. Единственный пульсар с положительным (но меньшим) наклоном спектра в рассматриваемом диапазоне – намного более молодой пульсар в Крабовидной туманности с

$\alpha = 0.16 \pm 0.07$ [84]. Этот факт может рассматриваться как дополнительный аргумент в пользу наличия тепловой компоненты в УФ-спектре B0950.

2.5 Заключение

Новые наблюдения пульсара B0950+08 на HST подтверждают наличие тепловой компоненты в УФ-спектре, однако ее эффективная температура оказалась существенно ниже, чем считалось прежде. Наиболее вероятно, что для удаленного наблюдателя ее значение находится в диапазоне $(6-12) \times 10^4$ К. Наши наблюдения также показали, что наклон нетепловой спектральной компоненты, предположительно излучаемой в магнитосфере пульсара, не такой крутой, как считалось на основании наземных наблюдений. Чтобы формально подтвердить наличие теплового излучения от горячей поверхности НЗ и измерить как температуру, так и наклон степенной компоненты более точно, необходимы глубокие наблюдения на HST (а также на телескопе им. Джеймса Уэбба, JWST) в нескольких фильтрах ИК-, оптического и УФ-диапазонов. Для исследования тепловой и магнитосферной эволюции НЗ было бы очень важно наблюдать большое количество других изолированных НЗ различных типов с использованием уникальных возможностей HST в дальнем-УФ диапазоне.

Глава 3

Пульсар J1741-2054 и его туманность типа головной ударной волны в дальнем УФ-диапазоне

3.1 Введение

В данной главе представлены результаты обнаружения пульсара среднего возраста J1741-2054 в дальнем УФ-диапазоне с помощью HST, а также сравнение его характеристик в оптическом, УФ- и рентгеновском диапазонах с другими известными пульсарами аналогичного возраста.

PSR J1741-2054 (далее J1741) был впервые детектирован как источник гамма-излучения 3EG J1741-2050 с помощью инструмента Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope на борту гамма-обсерватории Compton [85]. Гамма-импульсы с периодом $P = 413.7$ мс и производной периода $\dot{P} = 1.698 \times 10^{-14}$ с с $^{-1}$ были зарегистрированы с использованием Fermi Large Area Telescope [86]. Эти значения P и $\dot{P}$ соответствуют скорости потери энергии вращения $\dot{E} = 9.5 \times 10^{33}$ эрг с $^{-1}$, характеристическому возрасту $\tau = 386$ тыс. лет и магнитному полю на поверхности $B = 2.7 \times 10^{12}$ Гс. Радиопульсации от этого объекта с одним импульсом за период были обнаружены Камило и др. [87]. Небольшая мера дисперсии $DM = 4.7$ пк см $^{-3}$ при галактических координатах $l = 6.42^\circ$, $b = 4.91^\circ$ соответствует расстоянию $d = 270$ пк в модели распределения электронов в Галактике от Яо и др. [88], или $d = 380$ пк в модели от Кордеса и Лацио [89]. Поток $F_\gamma \approx 1.4 \times 10^{-10}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ в диапазоне 0.1–300 ГэВ соответствует изотропной светимости $L_\gamma \equiv 4\pi d^2 F_\gamma = 1.2 \times 10^{33} d_{270}^2$ эрг с $^{-1}$, где $d_{270} = d/270$ пк. Камило и др. [87] также обнаружили, что профиль гамма-импульсов охватывает 1/3 периода пульсации и имеет три близко расположенных пика, при этом первый пик отстает от радиоимпульса на $0.29P$ (см. также [90, 91]).

Рентгеновские свойства пульсара были изучены с помощью обсерваторий Swift [87], Chandra [92, 93, 27] и XMM-Newton [94]. Интегрированный по фазе вращения рентгеновский спектр J1741 можно описать как комбинацию тепловой и нетепловой компонент, поглощенных межзвездной средой с $N_H \simeq 1.2 \times 10^{21}$ см $^{-2}$. Тепловая компонента, предположительно излучаемая с поверхности НЗ, характеризуется температурой черного тела $kT \simeq 60$ эВ и радиусом эквивалентной излучающей сферы $R \simeq 3.5 d_{270}$ км, в то время как нетепловой (предположительно магнитосферный) спектр соответствует степенному закону (PL) с фотонным индексом $\Gamma \simeq 2.7$. Исправленные за межзвездное поглощение потоки в диапазоне 0.3–10 кэВ, соответствующие нетепловой и тепловой компонентам, составляют примерно 5.5×10^{-13} и 7.6×10^{-13} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ соответственно. Согласно Марелли и др. [94], рентгеновские пульсации показывают один широкий импульс за период с задержкой примерно $0.6P$ относительно радиоимпульса и долю пульсирующего излучения 35%–40% как в тепловой, так и в нетепловой компонентах. Наблюдения с помощью Chandra позво-

лили Аучеттл и др. [92] измерить собственное движение пульсара: $\mu_\alpha = -63 \pm 12$ мсд год⁻¹, $\mu_\delta = -89 \pm 9$ мсд год⁻¹. Это соответствует тангенциальной скорости $v_\perp = (140 \pm 13)d_{270}$ км с⁻¹.

На рентгеновских изображениях была обнаружена туманность пульсарного ветра (PWN), вытянутая в северо-восточном направлении, которая состоит из компактной части длиной около $\sim 10''$ и диффузного «следа» длиной около $\sim 100''$ ($\sim 0.13d_{270}$ пк) с неравномерным распределением яркости. Исправленный за поглощение поток от туманности составляет около 1.8×10^{-13} эрг см⁻² с⁻¹ в диапазоне 0.3–5 кэВ. Компактная рентгеновская туманность окружена подковообразной H α -туманностью с апексом, расположенным в $\sim 1.5''$ впереди пульсара. Поток от этой туманности в линии H α составляет $F_{H\alpha} = 1.5 \times 10^{-14}$ эрг см⁻² с⁻¹ [27, 26, 92].

Наблюдения на VLT в фильтрах b_{high} ($\lambda = 4400 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 1035 \text{ \AA}$) и v_{high} ($\lambda = 5570 \text{ \AA}$, $\Delta\lambda = 1235 \text{ \AA}$) позволили Мигнани и др. [95] обнаружить около положения рентгеновского источника, определенного с помощью Chandra, двух кандидатов на отождествление пульсара. Более тусклый из них, со звездными величинами $m_v = 25.32 \pm 0.08$ и $m_b = 26.45 \pm 0.10$, был предложен в качестве более вероятного кандидата. Соответствующие плотности потока лежат значительно выше экстраполяции рентгеновской тепловой компоненты на оптические длины волн, но примерно на 3 порядка ниже экстраполяции степенной компоненты. Аркообразная структура к юго-западу от этих источников, видимая только в фильтре b_{high} , была идентифицирована как туманность типа головной ударной волны, ранее обнаруженная в линии H α [27]. Излучение в этом широкополосном фильтре, скорее всего, связано с линиями H β и H γ .

Для подтверждения кандидата на отождествление пульсара и понимания природы его оптического излучения, а также связи с рентгеновским излучением были необходимы дополнительные глубокие наблюдения. К счастью, J1741 был включен в программу HST #17155 «The Legacy UV survey of 28 pulsars» [96], направленную на ограничение потоков в дальнем УФ-диапазоне и температур поверхности НЗ для 28 ближайших пульсаров. Несмотря на небольшую продолжительность этих наблюдений (одна орбита HST на каждый пульсар), несколько объектов были обнаружены, в том числе J1741. Далее будут представлены результаты анализа наблюдений J1741 и его туманности типа головной ударной волны (далее она будет называться просто «туманность», если не указано иное) и будет обсуждаться их связь с данными в рентгеновском и гамма-диапазонах.

3.2 Наблюдения

J1741 наблюдался 12 июня 2023 года (MJD 60107, одна орбита HST) с использованием детектора ACS/SBC с номинальным полем зрения (FoV) $\approx 31'' \times 35''$ и исходным размером пикселей около $0.030'' \times 0.034''$ ($0.025'' \times 0.025''$ после обработки). Детектор SBC – это микроканальная пластина из CsI с многоанодовой микроканальной матрицей (MAMA) для считывания, чувствительная в диапазоне от 1150 $\text{\AA}$ до 2000 $\text{\AA}$. ACS/SBC работает в режи-

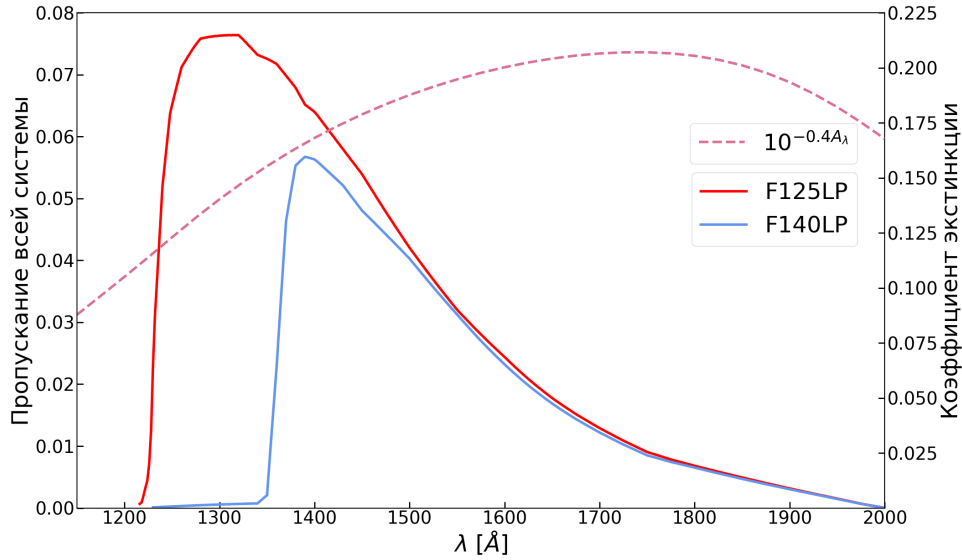


Рисунок 3.1: Зависимости пропускания от длины волны $T(\lambda)$ фильтров F125LP и F140LP вместе с детектором ACS/SBC и OTA (сплошные линии, значения слева) и коэффициента экстинкции $10^{-0.4A_\lambda}$ при $E(B - V) = 0.22$ (прерывистая линия, значения справа), наиболее вероятном для J1741.

ме ACCUM, создавая интегрированное по времени изображение. В теневой части орбиты (1830 с) наблюдения проводились в наиболее эффективном фильтре F125LP, блокирующем геокорональное излучение в линии $\text{Ly}\alpha$. В освещенной части (566 с) использовался фильтр F140LP, который дополнительно блокирует геокорональные линии кислорода. Зависимости полной пропускной способности системы с этими фильтрами от длины волны показаны на Рис. 3.1. Обработанные данные были загружены из каталога MAST. Поточковая обработка данных включала калибровку с использованием пакета обработки изображений CALACS и корректировку дисторсии с помощью программы AstroDrizzle из пакета DrizzlePac.

3.3 Анализ данных

На изображениях SBC (Рис. 3.2) видны протяженная структура и два точечных источника, помеченные цифрами 1 и 2. Протяженная структура, очевидно, является УФ-аналогом туманности, видимой в линии $\text{H}\alpha$. Изображения SBC не охватывают туманность полностью, так как были центрированы на устаревших координатах J1741. Однако этот сдвиг поля, по счастливой случайности, привел к попаданию в поле зрения яркого в дальнем УФ точечного источника (источник 2), что позволило уточнить астрометрию HST. Изображение туманности ударной волны в линии $\text{H}\alpha$, сделанное по архивным данным, полученным 6 августа 2018 года на 4.1-метровом телескопе Южной Астрофизической Обсерватории (SOAR) (руководитель наблюдений Р. Романи), показано в правом верхнем углу Рис. 3.2 (см. также [27, 92]).

Тусклый точечный источник, видимый на Рис. 3.2 (далее источник 1) и расположенный примерно в $1.0''$ – $1.2''$ за апексом ударной волны, является очевидным кандидатом на

отождествление пульсара. Как будет показано в следующем подразделе, эта идентификация поддерживается уточнением астрометрической привязки УФ-изображений HST.

3.3.1 Астрометрия

Уточнение астрометрической привязки изображений HST может быть выполнено с помощью более яркого источника 2, видимого как на изображениях с фильтром F125LP, так и с фильтром F140LP. Его положение на УФ-изображениях измерено с высокой точностью, около 1 мсд.

Источник 2 также был обнаружен в ближнем УФ-диапазоне с помощью оптического монитора (ОМ) обсерватории XMM-Newton [97] и оптического монитора (UVOT) обсерватории Swift [98]. Вероятно, он соответствует источнику Gaia DR3 с идентификационным номером 4118158374505339904, координатами ICRS $\alpha = 17:41:57.76052(4)$ и $\delta = -20:53:43.5218(4)$ (на MJD 57388), собственным движением $\mu_\alpha = -4.7 \pm 0.7$ мсд год⁻¹ и $\mu_\delta = -0.7 \pm 0.4$ мсд год⁻¹ и звездной величиной $m_G = 19.88$. На изображении в линии H α с телескопа SOAR также виден другой очень близкий источник (Gaia DR3 4118158374505339776), расположенный на $\sim 0.8''$ севернее, который в принципе также может рассматриваться как кандидат на роль источника 2. Однако этот более северный объект является значительно более красным. Он был обнаружен в ближнем ИК-диапазоне, но не был обнаружен в ближнем УФ с помощью XMM-Newton ОМ и Swift UVOT, также он классифицирован как галактика в работе [99]. Следовательно, источник Gaia DR3 4118158374505339904 является единственным подходящим объектом, с которым может быть отождествлен источник 2.

С учетом собственного движения координаты источника 2 по каталогу Gaia отличаются от координат на изображении в фильтре F125LP на $1.09''$ и $0.19''$ по прямому восхождению и склонению соответственно. Это означает, что система координат, зашитая в изображении F125LP при потоковой обработке, сдвинута относительно системы координат Gaia примерно на $1.10''$, что значительно превышает заявленную точность наведения телескопа – около $0.1''$. Для изображения в фильтре F140LP соответствующие сдвиги составляют $1.32''$ по прямому восхождению и $0.19''$ по склонению.

После применения соответствующих коррекций к изображениям в фильтрах F125LP и F140LP получились следующие координаты источника 1: $\alpha = 17:41:57.221(1)$ и $\delta = -20:54:13.66(2)$ на изображении в фильтре F125LP и $\alpha = 17:41:57.218(1)$ и $\delta = -20:54:13.62(2)$ для F140LP. Однако эти координаты не могут считаться точно измеренными координатами пульсара, поскольку основаны на «астрометрии по одной звезде».

Чтобы подтвердить, что источник 1 является пульсаром, мы сравнили эти координаты с координатами кандидата на оптическое отождествление пульсара, который был обнаружен в работе [95] с помощью VLT/FORS2 в фильтрах b_{high} и v_{high} . Мы повторно обработали эти изображения VLT, полученные в 2015 году. Для получения точного астрометрического решения мы использовали 15 звезд из каталога GAIA DR3 [100, 101]. Координаты

опорных звезд на момент наблюдений VLT были вычислены с использованием значений собственных движений из каталога и стандартных каталожных координат, приведенных на опорную эпоху 2016.0. Для изображения b_{high} мы получили астрометрическое решение с неопределенностями 21 мсд по прямому восхождению и 20 мсд по склонению, используя процедуры `imcentroid` и `sspar` из пакета IRAF. Это позволило более точно измерить координаты кандидата на отождествления пульсара на изображении в фильтре b_{high} , чем это было сделано в работе [95]. Учитывая неопределенности центрирования кандидата, мы получили его координаты $\alpha = 17:41:57.268(3)$, $\delta = -20:54:12.91(4)$ на эпоху наблюдений VLT (MJD 57156). Применив коррекцию на собственное движение пульсара [92], мы получили предсказанные координаты кандидата, обнаруженного VLT, на эпоху наблюдений HST (MJD 60107): $\alpha = 17:41:57.231(8)$ и $\delta = -20:54:13.63(8)$, которые совпадают с положением источника 1 в пределах неопределенностей $\approx 1\sigma$. Это означает, что VLT-кандидат является тем же объектом, что и УФ-кандидат, если (и только если) его собственное движение совпадает с движением пульсара. Это фактически подтверждает, что объект и является пульсаром.

Смещение пульсара за счет собственного движения между эпохами 2015 и 2023 гг. продемонстрировано на Рис. 3.3, который показывает окрестности пульсара на изображениях в фильтрах F125LP и b_{high} . Круги на этих изображениях показывают позиции кандидата на 2015 г. (желтый на левой панели) и 2023 г. (красный и желтый на левой и правой панелях соответственно). Смещение между этими позициями составляет $1.00'' \pm 0.06''$, что согласуется с величиной смещения пульсара за счет собственного движения $-0.88'' \pm 0.12''$.

Дополнительным аргументом в пользу того, что обнаруженный в оптическом и дальнем УФ-диапазонах источник действительно является пульсаром, служит его расположение относительно туманности. Расстояние между ним и апексом ударной волны, направленным на юго-восток, составляет около $1.1''$ как на изображении F125LP, так и на изображении b_{high} . Таким образом, не остается сомнений, что оптический и УФ-источник действительно является пульсаром.

3.3.2 Фотометрия

3.3.2.1 Пульсар. Скорости счета для пульсара были измерены в апертурах с радиусами 8 пикселей ($0.2''$) и 10 пикселей ($0.25''$) на изображениях в фильтрах F125LP и F140LP (Таблица 3.1), которые содержат 62% и 67% отсчетов от точечного источника соответственно [43]. Фон был извлечен из 135-градусного сектора кольцевой области с внутренним и внешним радиусами 30 пикселей ($0.75''$) и 70 пикселей ($1.75''$), расположенного за ударной волной на обоих изображениях SBC (см. правую панель Рис. 3.3).

Для изображений в фильтрах b_{high} и v_{high} использовались малые апертуры с радиусами 3 пикселя ($0.38''$) и 2 пикселя ($0.25''$) соответственно, из-за близости ярких фоновых звезд. Апертурная коррекция в этом случае была определена с помощью ярких ненасыщенных звезд. Фон был извлечен из двух маленьких многоугольников за ударной волной на изоб-

ражениях VLT (левая панель Рис. 3.3). Следует отметить, что ограниченный выбор фоновых областей в сильно населенном поле мог привести к дополнительной систематической ошибке.

Для оценки неопределенностей скорости счета снова использовался метод «пустой апертуры» [77]. В каждом случае скорость счета для фона измерялась в большом количестве апертур той же формы и размера, что и апертура источника, равномерно распределенных в фоновых областях. Мы оценили среднее значение $\overline{C}_{\text{bgd}}$ и дисперсию $\sigma_{\overline{C}_{\text{bgd}}}^2$ скорости счета для фона внутри такой апертуры и рассчитали чистую скорость счета источника C_s и ее неопределенность σ_s :

$$C_s = C_{\text{tot}} - \overline{C}_{\text{bgd}}, \quad \sigma_s = \left(\sigma_{\overline{C}_{\text{bgd}}}^2 + C_s t_{\text{exp}}^{-1} g^{-1} \right)^{1/2}, \quad (7)$$

где C_{tot} – это общая скорость счета в апертуре источника, t_{exp} – время экспозиции, а g – коэффициент усиления ($g = 1$ для данных в дальнем УФ и $g = 1.25$ для оптических данных). На изображениях SBC мы использовали набор из 1000 фоновых апертур, а на изображениях VLT – 50 и 35 фоновых апертур для b_{high} и v_{high} соответственно.

Фотометрическая калибровка для оптических фильтров b_{high} и v_{high} была выполнена с использованием средних ночных инструментальных уровней отсчета (нуль-пунктов) и коэффициентов атмосферной экстинкции. Наши значения средней плотности потока от пульсара в фильтрах b_{high} и v_{high} немного ниже тех, что были получены в работе [95], в то же время наши неопределенности значительно больше (см. Таблицу 3.1).

Для пересчета скорректированной на апертуру скорости счета, измеренной в данном фильтре i , $C_{s,i}/\phi_i$ (где ϕ_i – доля отсчетов от точечного источника в данной апертуре) в среднюю плотность потока в этом фильтре:

$$\langle f_\nu \rangle_i \equiv \frac{\int f_\nu(\nu) T_i(\nu) \nu^{-1} d\nu}{\int T_i(\nu) \nu^{-1} d\nu} = \frac{\int f_\nu(\lambda) T_i(\lambda) \lambda^{-1} d\lambda}{\int T_i(\lambda) \lambda^{-1} d\lambda} = \frac{C_{s,i}}{\phi_i} \mathcal{P}_{\nu,i}, \quad (8)$$

мы использовали обратную чувствительность $\mathcal{P}_\nu$, которая вычислялась по значениям калибровочных параметров `photflam` и `photplam` в файлах данных. Стоит отметить, что средняя плотность потока, рассчитываемая по уравнению (8), полностью определяется измеренной скоростью счета и кривой пропускания системы $T_i(\lambda)$ (см. Рис. 3.1) и не привязана к конкретной длине волны внутри полосы пропускания. Она может быть связана с «изофотной длиной волны» λ_{iso} [102], определяемой уравнением $f_\nu(\lambda_{\text{iso}}) = \langle f_\nu \rangle$. Однако λ_{iso} зависит от формы спектра и не может быть определена только путем измерения скорости счета в одном фильтре (если только полоса пропускания фильтра не является очень узкой). Более того, уникальное значение λ_{iso} можно найти только в случае, если $f_\nu(\lambda)$ изменяется монотонно в пределах полосы пропускания (что можно ожидать для спектра пульсара в дальнем УФ, но не обязательно – для спектра туманности).

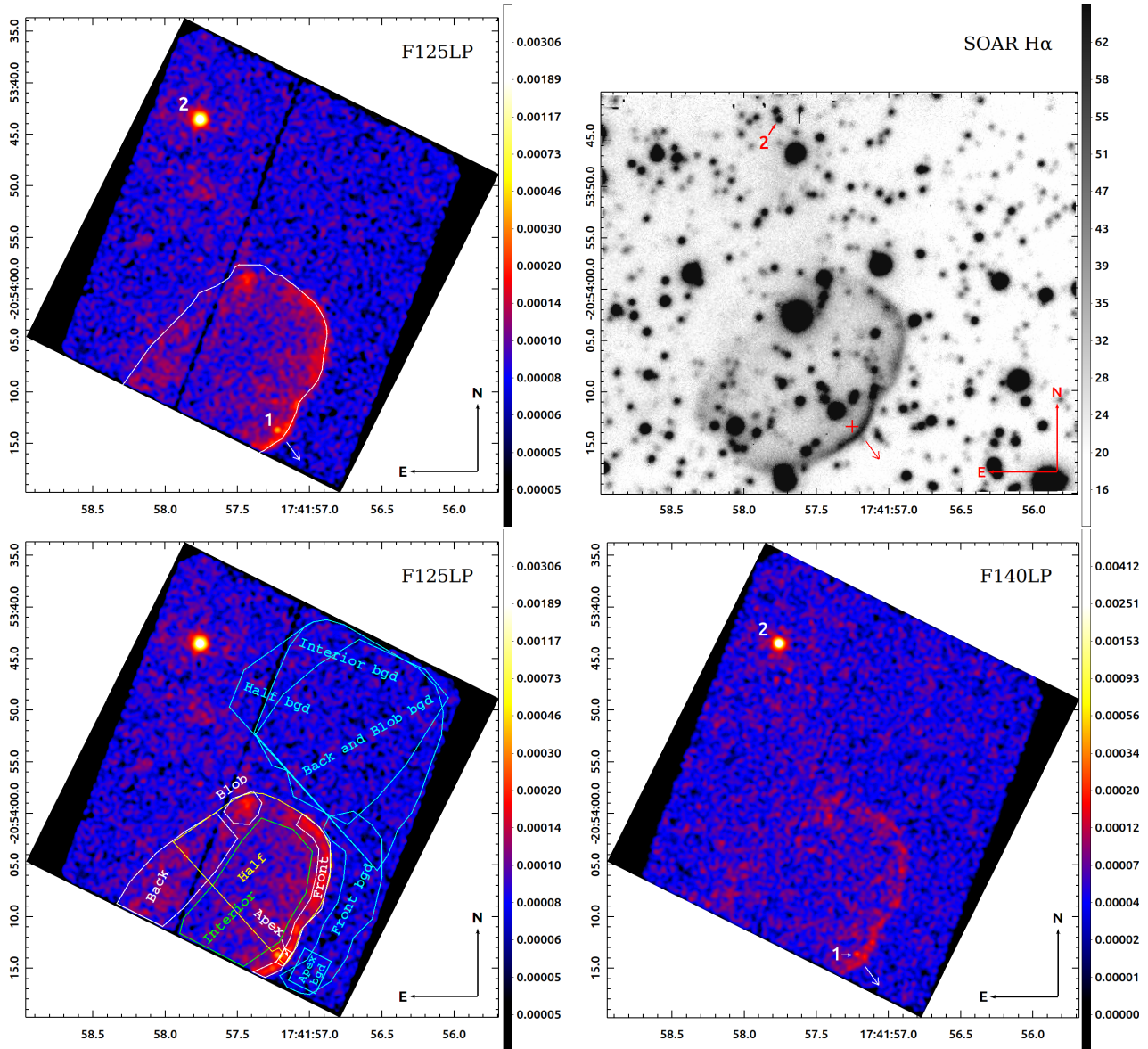


Рисунок 3.2: Изображения поля, включающего J1741 и его туманность, в линии $H\alpha$ и дальнем УФ. Источник 1 – это пульсар, источник 2 – яркий в дальнем УФ точечный источник, использовавшийся для астрометрии. Стрелка показывает направление собственного движения пульсара. Вверху слева: изображение в фильтре F125LP полного поля зрения ACS/SBC. Белый контур показывает внешнюю границу ударной волны в линии $H\alpha$, перенесенную с изображения SOAR. Вверху справа: SOAR/SAM $H\alpha$ -изображение туманности. Красный крест показывает положение пульсара. Внизу слева: то же поле, что и на верхней левой панели. Шесть областей внутри желтого, зеленого и белых контуров были использованы для измерений потоков от отдельных частей туманности (см. Таблицу 3.2). Фон для этих измерений извлекался из областей внутри соответствующих бирюзовых контуров. Внизу справа: изображение в фильтре F140LP.

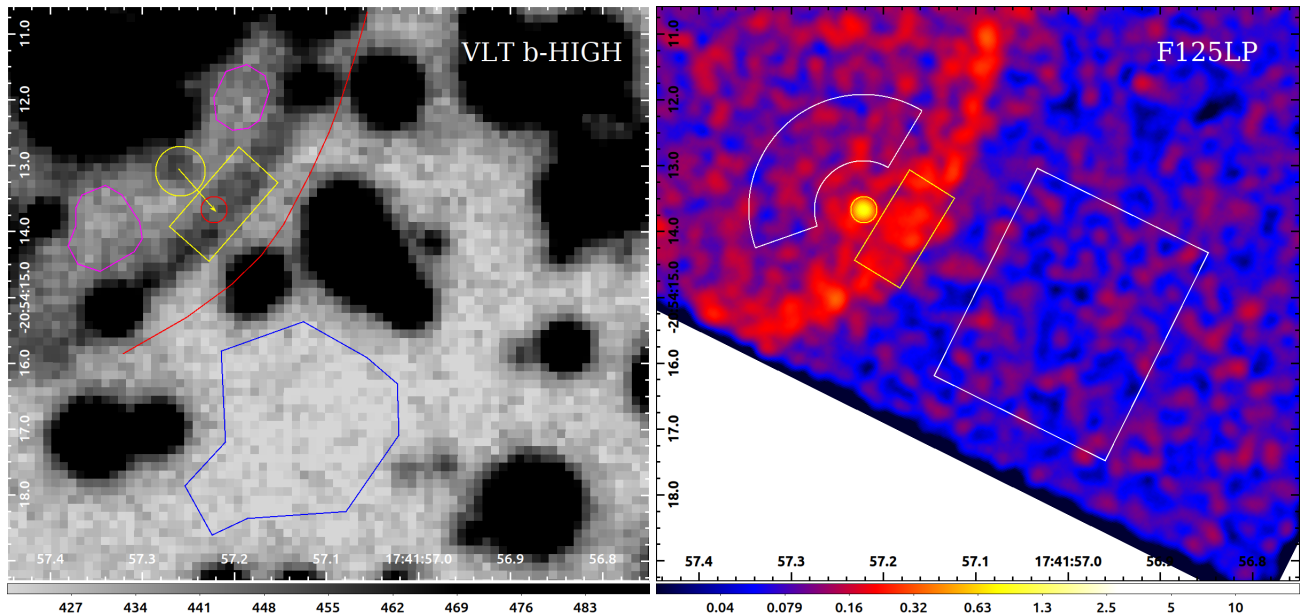


Рисунок 3.3: Изображения окрестностей пульсара, сделанные VLT (MJD 57156) в фильтре b_{high} и HST (MJD 60107) в фильтре F125LP. Желтые прямоугольные области использовались для измерения поверхностной яркости апекса туманности. Желтые круги обозначают апертуры, использованные для измерения потока кандидата на отождествление пульсара на изображениях HST и VLT, а желтая стрелка показывает смещение пульсара вследствие собственного движения между эпохами 2015 и 2023 гг. Фиолетовые контуры на изображении VLT указывают области, где оценивался фон для кандидата на отождествление пульсара, а синий контур показывает фон для апекса туманности. Белый сегмент кольца и белый прямоугольник на изображении F125LP обозначают области фона для кандидата на отождествление пульсара и апекса туманности соответственно. Во всех случаях набор апертур (круглых или прямоугольных) был случайным образом сгенерирован внутри фоновой области для оценки среднего значения и стандартного отклонения скорости счета фона. Красная линия на изображении VLT показывает положение внешней границы туманности, видимой на изображении HST.

3.3.2.2 Туманность. Для исследования излучения туманности в фильтрах F125LP, F140LP и b_{high} была измерена скорость счета в шести областях этой туманности, которые были названы «Апекс», «Front», «Back», «Blob», «Interior» и «Half». Эти области туманности и соответствующие фоновые области показаны на Рис. 3.2 и 3.3, а их площади представлены в Таблице 3.2.

Самая яркая область «Апекс» представляет собой небольшой прямоугольник размером $0.8'' \times 1.6''$ рядом с вершиной ударной волны (показан желтыми прямоугольными контурами на Рис. 3.3). Фон для этой области извлекался из прямоугольника размером $3.6'' \times 2.8''$, расположенного перед ударной волной на УФ-изображениях, где было сгенерировано 1000 фоновых прямоугольных апертур с применением того же подхода «пустых апертур», который был использован для фотометрии пульсара. На очень населенном звездами поле b_{high} фон был извлечен из полигона площадью 6.9 угл. сек.² (см. левую панель Рис. 3.3), где было сгенерировано 85 фоновых апертур. Из-за высокой населенности поля оказывается невозможным точно измерить скорость счета для других областей туманности в фильтре b_{high} .

Таблица 3.1: Фотометрия пульсара

Фильтр	λ_p Å	W_{eff} Å	t_{exp} с	r_{extr} "	ϕ %	C_{tot} отсч. кс ⁻¹	C_{bgd} отсч. кс ⁻¹	C_s отсч. кс ⁻¹	$\mathcal{P}_\nu$ нЯн кс отсч. ⁻¹	$\langle f_\nu \rangle$ нЯн
F125LP	1426	340	1830	0.2	62	103.8	23.1 ± 3.7	80.7 ± 7.6	0.875	113 ± 11
F140LP	1519	259	566	0.25	67	77.0	17.7 ± 6.6	59.3 ± 12.2	1.668	148 ± 30
b_{high}	4360	952	4680	0.38	70	71200	69420 ± 370	1780 ± 370	...	85 ± 18
v_{high}	5524	1187	5400	0.25	51	97970	94560 ± 920	3410 ± 920	...	163 ± 44

λ_p и $W_{\text{eff}} = [\int T(\lambda)d\lambda] [\text{Max}(T(\lambda))]^{-1}$ – опорная длина волны и эффективная ширина фильтра, ϕ – доля отсчетов от источника в апертуре радиусом r_{extr} , C_{tot} – полная скорость счета в апертуре источника, $C_{\text{bgd}} = \bar{C}_{\text{bgd}} \pm \sigma_{C_{\text{bgd}}}$, $\bar{C}_{\text{bgd}}$ и $\sigma_{C_{\text{bgd}}}$ – среднее значение и стандартное отклонение для фона, C_s – чистая скорость счета, ее погрешность оценивалась как $[(\sigma_{C_{\text{bgd}}}^2 + C_s t_{\text{exp}}^{-1} g^{-1})^{1/2}]$, где g – коэффициент усиления, $\langle f_\nu \rangle = C_s \mathcal{P}_\nu / \phi$ – средняя плотность потока, и $\mathcal{P}_\nu$ – коэффициент пересчета скорости счета в среднюю плотность потока.

Область «Front» включает в себя ту часть плоской передней части оболочки туманности, которая попала в поле зрения детектора SBC. Рассеянное излучение наблюдается по всей эллипсоидальной структуре туманности, с яркими участками в ее задней части и в компактной области на северной окраине — это области «Back» и «Blob». Область «Interior», находящаяся внутри замкнутого изображения оболочки туманности, возможно включает вклад из внутренней части трехмерной структуры туманности. Наконец, была измерена скорость счета для половины всей эллипсоидальной туманности, видимой на УФ-изображениях (область «Half»).

Для фотометрии туманности в фильтрах SBC была измерена скорость счета от источника C_s для шести областей туманности, как описано выше, а также рассчитана средняя поверхностная яркость $\mathcal{B}_s = C_s / A_s$ (см. Таблицу 3.2). Для фотометрии туманности в дальнем УФ в областях «Front», «Interior» и «Half» были использованы наборы из 20, 100 и 150 фоновых апертур соответственно, размещенных в соответствующих фоновых областях (см. нижнюю левую панель на Рис. 3.2). Для областей «Back» и «Blob» использовались наборы из 50 фоновых апертур, размещенных в одной и той же фоновой области. Скорости счета от источника были преобразованы в средние плотности потока $\langle f_\nu \rangle$ согласно уравнению (8) при $\phi = 1$. Если спектр туманности представляет собой монотонный континуум, то в пределах пропускной полосы фильтра существует только одна изофотная длина волны, как было описано выше. Однако если в спектре туманности доминируют спектральные линии, то $f_\nu(\lambda) = \langle f_\nu \rangle$ для нескольких значений λ , и концепция средней плотности потока становится менее полезной.

Таблица 3.2: Фотометрия туманности J1741

Область	Фильтр	A_s угл. сек. ²	A_{bdg} угл. сек. ²	C_{tot} отсч. кс ⁻¹	C_{bgd} отсч. кс ⁻¹	C_s отсч. кс ⁻¹	$\mathcal{B}_s$ $\frac{\text{отсч.}}{\text{кс.угл. сек.}^2}$	$\langle f_\nu \rangle$ нЯн	$\langle I_\nu \rangle$ $\frac{\text{нЯн}}{\text{угл. сек.}^2}$
Апex	F125LP	1.28	10.1	392	155 ± 14	237 ± 18	185 ± 14	207 ± 16	162 ± 12
	F140LP	1.28	10.1	264	85 ± 18	179 ± 25	140 ± 20	298 ± 42	233 ± 33
	b_{high}	1.28	6.9	201900	190000 ± 1200	11900 ± 1200	9300 ± 900	400 ± 40	310 ± 30
Front	F125LP	20.2	68.1	4719	2502 ± 28	2217 ± 44	110 ± 2	1940 ± 40	96 ± 2
	F140LP	20.2	68.1	2823	1422 ± 63	1401 ± 80	69 ± 4	2340 ± 130	116 ± 7
Back	F125LP	59.8	195	9406	7708 ± 34	1698 ± 46	28.4 ± 0.8	1490 ± 40	25 ± 1
	F140LP	59.8	195	5568	4467 ± 59	1101 ± 74	18.4 ± 1.2	1840 ± 120	31 ± 2
Blob	F125LP	7.9	195	1597	1028 ± 27	569 ± 32	72 ± 4	500 ± 30	63 ± 4
	F140LP	7.9	195	1018	590 ± 38	428 ± 47	54 ± 6	710 ± 80	90 ± 10
Half	F125LP	142.7	292	24722	18356 ± 103	6366 ± 119	44.6 ± 0.8	5570 ± 100	39 ± 1
	F140LP	142.7	292	14530	10590 ± 108	3940 ± 137	27.6 ± 1.0	6570 ± 230	46 ± 2
Interior	F125LP	105.1	267	16596	13546 ± 78	3050 ± 90	29.0 ± 0.9	2670 ± 80	25 ± 1
	F140LP	105.1	267	9340	7823 ± 91	1517 ± 105	14.4 ± 1.0	2530 ± 180	24 ± 2

Здесь A_s и A_{bdg} – площади областей туманности и фона, соответственно, использованные при проведении фотометрии. $\mathcal{B}_s = C_s/A_s$ – средняя поверхностная яркость туманности в соответствующей области. $\langle I_\nu \rangle = \langle f_\nu \rangle/A_s$ – средняя спектральная интенсивность.

3.4 Модельные аппроксимации

3.4.1 Аппроксимации оптического и УФ-спектра J1741

Сначала мы аппроксимировали данные в оптическом и УФ-диапазонах с использованием простой степенной модели (PL) с учетом поглощения:

$$f_{\nu}^{\text{mod}} = f_{\nu,0} (\nu/\nu_0)^{\alpha} \times 10^{-0.4A(\nu)}, \quad (9)$$

где ν_0 – это опорная частота (была выбрана $\nu_0 = 10^{15}$ Гц, что соответствует $\lambda_0 = 3000 \text{ \AA}$). Межзвездное поглощение $A(\nu)$ (или $A(\lambda)$) пропорционально избытку цвета $E(B - V)$. Для расстояния 270 пк, определенного по мере дисперсии и модели распределения электронов в Галактике Яо и др. [88], современная карта межзвездного поглощения Эденхофера и др. [103], дает $E(B - V) = 0.22$. Также были рассмотрены карты поглощения из работ [104, 105, 106], которые дали схожие значения. Поэтому $E(B - V) \simeq 0.22$ будет принято в качестве наиболее вероятного значения избытка цвета для $d = 270$ пк, а для связи $A(\lambda)$ с избытком цвета будет использоваться закон Карделли [54]. Зависимость коэффициента поглощения $10^{-0.4A(\lambda)}$ от длины волны в дальнем УФ-диапазоне при $E(B - V) = 0.22$ показана на Рис. 3.1.

При фиксированном значении избытка цвета варьировались два параметра модели – наклон степенного закона α и нормировка $f_{\nu,0}$, – чтобы минимизировать следующую статистику χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(\langle f_{\nu} \rangle_i - \langle f_{\nu}^{\text{mod}} \rangle_i)^2}{\sigma_{\langle f_{\nu} \rangle_i}^2}, \quad (10)$$

где $\langle f_{\nu} \rangle_i$ и $\sigma_{\langle f_{\nu} \rangle_i}$ – среднее значение плотности потока и его неопределенность в i -ом фильтре. Среднее значение модельного потока $\langle f_{\nu}^{\text{mod}} \rangle_i$ рассчитывается по уравнению (8), где f_{ν} заменено на f_{ν}^{mod} .

Для модели степенного закона с поглощением мы получили $\alpha = +1.0 \pm 0.2$ (т. е. фотонный индекс $\Gamma = 1 - \alpha = 0.0 \pm 0.2$) и $f_{\nu,0} = 330 \pm 40$ нЯн при $\chi^2 = 3.7$ для двух степеней свободы при избытке цвета $E(B - V) = 0.22$. Наилучший спектр и его неопределенности показаны штрихпунктирными и пунктирными синими линиями на левой панели Рис. 3.4. Кроме того, что результат такой аппроксимации формально неприемлем, столь большие положительные значения наклона спектра α не наблюдались в оптическом и УФ-диапазонах у других пульсаров.

Следовательно, можно предположить, что поток от пульсара в дальнем УФ, по крайней мере частично, обусловлен тепловым излучением. Поэтому мы выполнили аппроксимацию плотностей потока в оптическом и УФ-диапазонах с использованием модели, состоящей из степенного закона и модели абсолютно черного тела (PL+BB):

$$f_{\nu}^{\text{mod}} = \left[f_{\nu,0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\alpha} + \frac{R^2}{d^2} \pi B_{\nu}(T) \right] \times 10^{-0.4A(\nu)}, \quad (11)$$

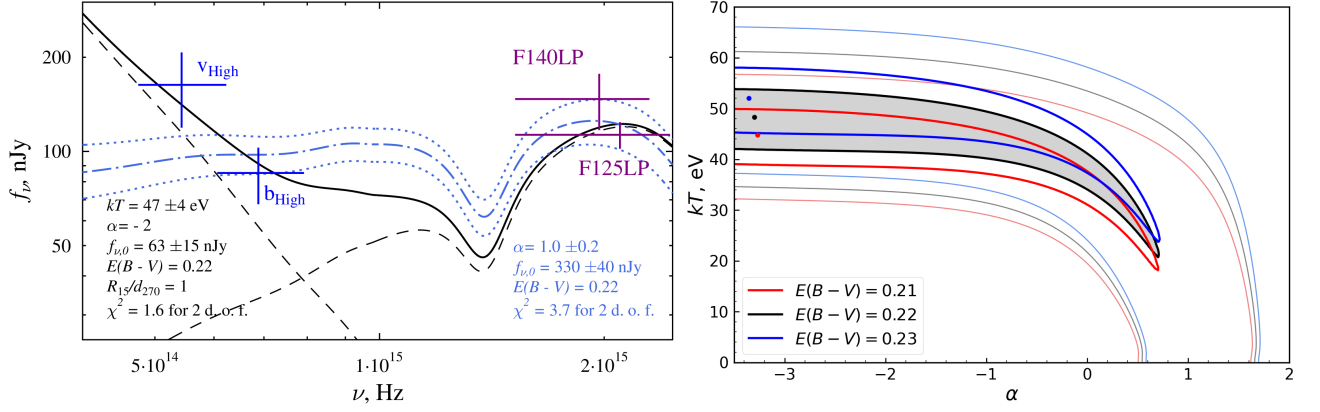


Рисунок 3.4: Слева: аппроксимации спектра J1741 в оптическом и УФ-диапазонах. Штрихпунктирная и пунктирные синие линии показывают наиболее подходящую степенную модель и ее 68% неопределенности. Сплошная и прерывистая линии показывают пример PL+BB модели с фиксированными значениями $\alpha = -2$, $R_{15}/d_{270} = 1$ при $E(B - V) = 0.22$ и ее компоненты. Справа: доверительные контуры на уровнях 68.3% и 99.7% в плоскости α - kT (для двух варьируемых параметров) при $R_{15}/d_{270} = 1$.

где $d = 270d_{270}$ пк – расстояние, T и $R = 15R_{15}$ км – температура и радиус НЗ, измеряемые удаленным наблюдателем, и $B_\nu(T)$ – функция Планка. Наилучшие параметры аппроксимации для модели PL+BB оказались следующими: $kT = 48 \pm 4$ эВ, $\alpha = -3.3 \pm 2.2$ (т.е., $\Gamma = 4.3 \pm 2.2$) и $f_{\nu,0} = 33^{+70}_{-20}$ нЯн при фиксированных значениях $E(B - V) = 0.22$ и $R_{15}/d_{270} = 1$, с $\chi^2 = 1.2$ для одной степени свободы.

Правая панель Рис. 3.4 показывает доверительные контуры на уровнях 68.3% и 99.7% (для двух параметров интереса) при $R_{15}/d_{270} = 1$ и трех значениях избытка цвета: $E(B - V) = 0.21, 0.22$ и 0.23 . Мы видим, что результаты подгонки почти не зависят от значения наклона спектра при $\alpha \lesssim -2$ из-за малого количества точек данных, поэтому можно попытаться выполнить подгонку модели BB+PL с фиксированным значением наклона спектра $\alpha = -2$. В этом случае получаются следующие наилучшие параметры: $kT = 47 \pm 4$ эВ, $f_{\nu,0} = 63 \pm 15$ нЯн и $\chi^2 = 1.6$ для двух степеней свободы при $R_{15}/d_{270} = 1$ и $E(B - V) = 0.22$ (см. левую панель Рис. 3.4).

Для альтернативного значения расстояния, определенного по мере дисперсии для модели распределения электронов в Галактике Кордеса и Лацио [89] и равного 380 пк, карта экстинкции Эденхофера [103] указывает на больший избыток цвета – $E(B - V) = 0.26$. Увеличенные расстояние и поглощение приводят к нереалистично высоким температурам или площадям излучающих областей, которые не согласуются со значениями, полученными в рентгеновском диапазоне. Например, мы получаем $T \sim 120$ эВ для $R_{15}/d_{380} = 1$ по сравнению с $T \sim 60$ эВ и $R_{15}/d_{380} \approx 0.3$ по рентгеновским данным. Поэтому значения $d = 270$ пк и $E(B - V) = 0.22$ были выбраны для дальнейшего анализа.

3.4.2 Спектр J1741 от оптического до рентгеновского диапазона

Температура поверхности пульсара, полученная из аппроксимации спектра в оптическом и УФ-диапазонах, в целом совместима с температурой, полученной из рентгеновских спектров с использованием той же спектральной модели BB+PL [93, 92]. Однако продолжение степенной компоненты этой модели, полученной только по рентгеновским данным, проходит на несколько порядков выше точек данных в оптическом и УФ-диапазонах. Это означает, что оптическое и рентгеновское нетепловое излучение пульсара не может быть описано одной степенной моделью, но, возможно, его можно описать степенной моделью с изломом (brPL):

$$\frac{dN}{dE} = K_{\text{PL}}(E_{\text{brk}}/E_0)^{-\Gamma_{\text{opt}}} \begin{cases} (E/E_{\text{brk}})^{-\Gamma_{\text{opt}}} & \text{при } E \leq E_{\text{brk}} \\ (E/E_{\text{brk}})^{-\Gamma_{\text{X}}} & \text{при } E > E_{\text{brk}} \end{cases}, \quad (12)$$

где $E_0 = 1$ кэВ – опорная энергия, E_{brk} – энергия излома, $\Gamma_{\text{opt}} = 1 - \alpha_{\text{opt}}$ и $\Gamma_{\text{X}} = 1 - \alpha_{\text{X}}$ – фотонные индексы на энергиях меньше и больше E_{brk} соответственно. Нормировка этой модели (K_{PL}) представляет собой плотность потока фотонов при $E = E_0$. Она относится либо к низкоэнергетической ветви, либо к ее продолжению – в зависимости от того, больше энергия излома E_{brk} или меньше по сравнению с E_0 .

Чтобы проверить эту гипотезу и оценить параметры нетепловой и тепловой компонент, была выполнена аппроксимация данных в УФ- и оптическом диапазонах совместно с рентгеновскими спектрами, полученными с помощью инструмента ACIS-S орбитальной обсерватории Chandra (программы «A Legacy Study of the Relativistic Shocks of PWNe», руководитель наблюдений Р. Романи, и «Constraining the Distance & Temperature of LAT PSR J1742–20, The Newly Discovered Nearby Middle-Aged Neutron Star», руководитель наблюдений Г. Сивакофф) и обработанными Карповой и др. [93]. Для описания межзвездного поглощения использовалась модель Tübingen-Boulder (tbabs в XSPEC) с составом по Вильмсу [107] для рентгеновских данных и закон поглощения Карделли [54] (rednen в XSPEC) для оптического и УФ-диапазонов. Как и в работах [108, 109], для подгонки модели использовалась python-библиотека emcee [110], реализующая аффинно-инвариантный алгоритм Монте-Карло с Марковскими цепями (MCMC) [111]. Было задействовано 1000 цепочек и 50000 шагов для каждой из испробованных моделей.

Для учета межзвездного поглощения в качестве априорного значения использовалась колонковая плотность водорода $N_{\text{H},21} = 1.20_{-0.07}^{+0.08}$, измеренная в работе [92] на основе аппроксимации степенной моделью спектра компактной PWN в области размером около $10''$ рядом с пульсаром. Избыток цвета был зафиксирован на значении $E(B - V) = 0.22$. Соответствующее соотношение $N_{\text{H},21}/A_V = 1.76_{-0.10}^{+0.12}$ при $A_V = 3.1E(B - V)$ находится в отличном соответствии с $N_{\text{H},21}/A_V = 1.79 \pm 0.03$ из работы [112], хотя оно существенно меньше, чем 2.87 ± 0.12 предложенное в работе [113]. Мы начали с подгонки параметров модели brPL+BB. Наилучший результат показан на верхней панели Рис. 3.5. Эффективная температура тепловой компоненты, $kT_{\text{BB}} = 51 \pm 1$ эВ, несколько ниже значений 58–65 эВ,

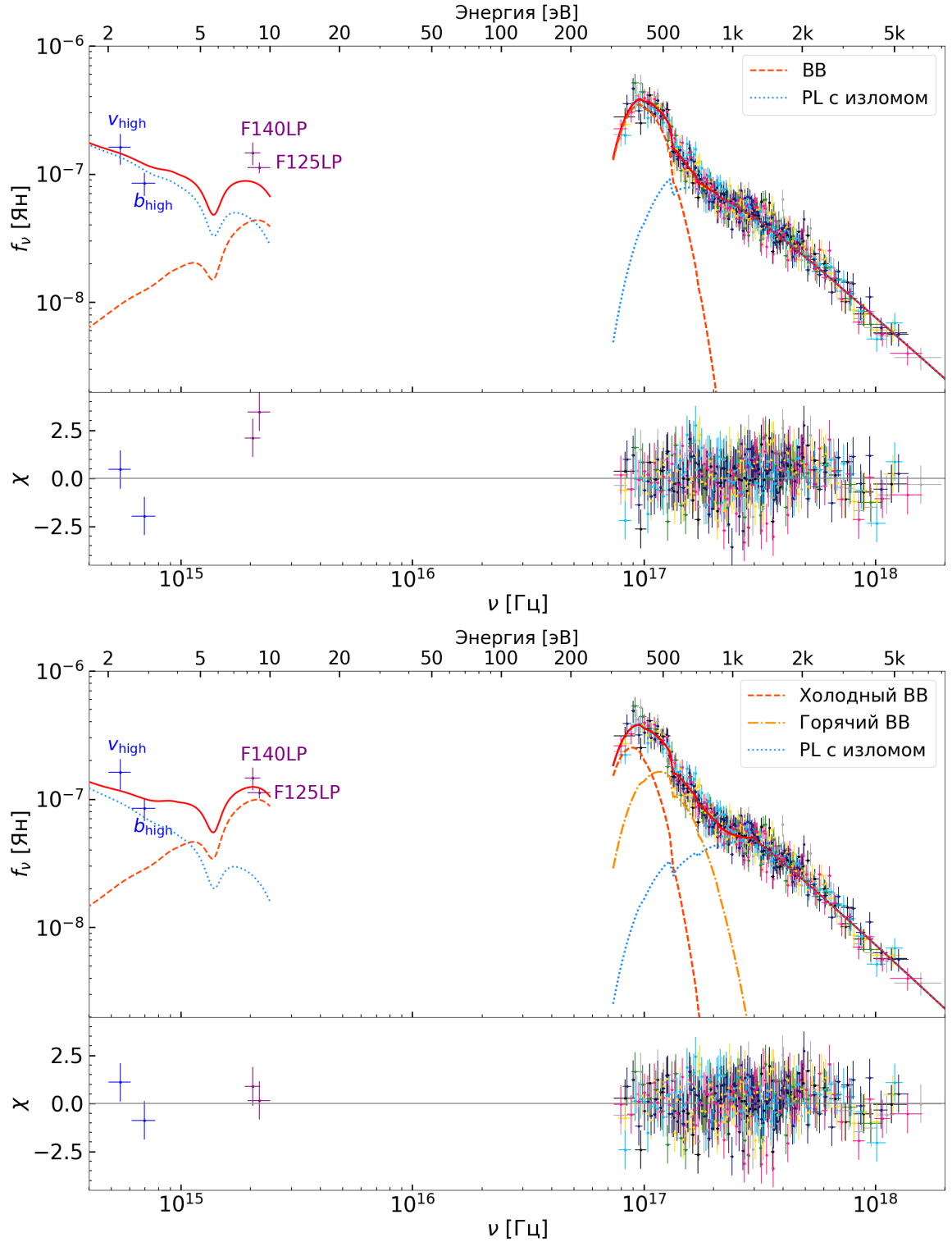


Рисунок 3.5: Наблюдаемый оптический и рентгеновский спектр J1741, аппроксимированный моделями brPL+BB (вверху) и brPL+2BB (внизу). Синие и фиолетовые кресты показывают данные в оптическом (VLT) и УФ (HST) диапазонах соответственно. Семь отдельных наборов данных с наблюдений Chandra (см. Таблицу 1 в работе [92]) показаны различными цветами. Сплошная красная линия показывает наилучшие модели (их параметры представлены в тексте и на Рис. 3.6), в то время как красная прерывистая, оранжевая штрихпунктирная и синяя пунктирная линии показывают компоненты моделей согласно легенде. Невязки показаны на нижних дополнительных панелях и определены как $\chi \equiv (\text{данные} - \text{модель}) / \text{неопределенность}$.

полученных ранее только по рентгеновским данным [93, 94, 92]. Однако она согласуется с достаточно неопределенным диапазоном температур $\sim 40\text{--}50$ эВ, оцененным ранее по данным в оптическом и УФ-диапазонах. В то же время радиус излучающей сферы $R = 8.6^{+1.1}_{-1.0}$ км (для расстояния $d = 270$ пк) оказывается больше значения $R = 3\text{--}5$ км, полученного из анализа одних лишь рентгеновских данных и пересчитанного для того же расстояния. Излом brPL-компоненты лежит на энергии $E_{\text{brk}} \approx 0.5$ кэВ, то есть находится в диапазоне мягкого рентгеновского излучения, где доминирует тепловая компонента. Наклоны ломаной степенной компоненты составляют $\alpha_{\text{opt}} = -0.04 \pm 0.04$ при $E < E_{\text{brk}}$ и $\alpha_X = -1.60 \pm 0.02$ при $E > E_{\text{brk}}$ и соответствуют оптической и рентгеновской частям нетеплового спектра пульсара. Значение α_X согласуется с интервалом от -1.7 до -1.6 , полученным ранее при анализе только рентгеновских данных с использованием модели PL+BB. α_{opt} находится на верхней границе очень широкого интервала наклонов степенной компоненты, допустимых при описании данных в оптическом и УФ-диапазонах моделью PL+BB (см. Рис. 3.4). Наконец, brPL-нормировка $K_{\text{PL}} = 3.0^{+0.6}_{-0.4} \times 10^{-4}$ фотонов $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$ на энергии 1 кэВ в данном случае соответствует экстраполяции низкоэнергетической ветви.

С учетом того, что $\chi^2_{\text{red}} = 625/560 = 1.116$ и параметры подгонки являются разумными, модель brPL + BB выглядит приемлемой. Однако пульсации с долей пульсирующего излучения около 35%–40% [94], наблюдаемые в мягком рентгеновском диапазоне (где доминирует тепловое излучение), свидетельствуют о неоднородном распределении температуры по поверхности НЗ. Это означает, что модель brPL+BB не описывает рентгеновские данные, разрешенные по фазе вращения. В связи с этим мы рассмотрели модель с двумя тепловыми чернотельными компонентами: «холодной» (излучение основной поверхности НЗ) и «горячей» (излучение локальных областей, предположительно нагретых релятивистскими частицами из магнитосферы пульсара). Наилучшая аппроксимация дает $\chi^2_{\text{red}} = 590/558 = 1.057$ (по сравнению с 1.116 для модели BB+brPL). Согласно F-тесту, включение второй тепловой компоненты статистически значимо с вероятностью 99.99999%.

Параметры холодной тепловой компоненты, полученные при аппроксимации спектра моделью brPL+2BB – $kT_{\text{cold}} = 41.9^{+1.4}_{-1.6}$ эВ и $R_{\text{cold}} = 14.7 \pm 1.1$ км для $d = 270$ пк – весьма близки к параметрам единственной тепловой компоненты, полученным ранее для модели brPL+BB. Величины наклона ломаной степенной компоненты ($\alpha_{\text{opt}} = -0.17^{+0.05}_{-0.04}$ и $\alpha_X = -1.66 \pm 0.04$) также не показывают существенных изменений по сравнению с предыдущей аппроксимацией. В то же время горячая тепловая компонента характеризуется следующими параметрами: $kT_{\text{hot}} = 83 \pm 5$ эВ и $R_{\text{hot}} = 1.2 \pm 0.3$ км для $d = 270$ пк.

Наилучший результат аппроксимации спектра моделью brPL+2BB показан на нижней панели Рис. 3.5, а одномерные и двумерные апостериорные распределения вероятностей с медианными значениями и 68% доверительными интервалами для параметров модели представлены на Рис. 3.6. Нормировка тепловой компоненты на Рис. 3.6 определяется как $K_{\text{BB}} = R_{10}^2/d_{\text{ппк}}^2$, где R_{10} – радиус эквивалентной излучающей сферы в единицах 10 км (для

удаленного наблюдателя), а $d_{\text{кпк}}$ – расстояние в кпк. Таким образом, $K_{\text{ВВ,cold}} = 29.5^{+4.5}_{-4.4}$ соответствует $R_{\text{cold}} = 14.7 \pm 1.1$ км при $d_{\text{кпк}} = 0.27$. Как видно из нижней панели Рис. 3.5, горячая ВВ-компонента доминирует в спектре в достаточно узком энергетическом диапазоне около 0.5–0.7 кэВ. Таким образом, добавление горячей ВВ-компоненты существенно не влияет на общую картину и не решает проблему высокой доли пульсирующего излучения при $E \lesssim 0.5$ кэВ, где доминирует холодная ВВ-компонента. Более сложные модели теплового излучения (вероятно с множеством тепловых компонент) могут помочь, но они требуют разрешенного по фазе спектрального анализа, что выходит за рамки данной работы.

3.4.3 Туманность типа головной ударной волны

Поскольку фильтры F125LP и F140LP достаточно широкие, а полоса пропускания F140LP находится внутри полосы пропускания F125LP (см. Рис. 3.1), у нас есть лишь очень ограниченная информация о спектре излучения туманности в дальнем УФ. Мы даже не знаем, доминируют ли в спектре эмиссионные линии (как в оптическом диапазоне) или континуум, или же линии и континуум дают примерно одинаковый вклад. Единственным наблюдаемым параметром, который может ограничить форму спектра для элемента туманности, является отношение скоростей счета (или средних яркостей) в двух фильтрах дальнего УФ-диапазона – $\eta \equiv C_{\text{F125LP}}/C_{\text{F140LP}}$. Таблица 3.3 показывает это отношение для шести областей туманности. Различия в соотношениях скоростей счета для разных областей туманности находятся в пределах их статистических неопределенностей, при этом средневзвешенное значение для неперекрывающихся элементов составляет $\bar{\eta} = 1.58 \pm 0.06$ (первые пять строк в Таблице 3.3).

Таблица 3.3: Свойства различных областей туманности типа головной ударной волны в дальнем УФ-диапазоне

область	η	α	$I_{\nu,0}$	F_{-14}	L_{29}
Apex	1.32 ± 0.21	$-5.2^{+3.3}_{-6.9}$	1060^{+90}_{-300}	1.3	1.1
Front	1.58 ± 0.10	$-1.3^{+1.0}_{-1.3}$	610^{+20}_{-30}	9.7	8.4
Back	1.54 ± 0.11	$-1.8^{+1.3}_{-1.6}$	159^{+5}_{-7}	7.6	6.6
Blob	1.33 ± 0.16	$-5.1^{+2.6}_{-4.5}$	420^{+20}_{-70}	3.0	2.6
Interior	2.01 ± 0.15	$+2.7^{+1.1}_{-1.2}$	130 ± 10	11	9.7
Half	1.62 ± 0.06	-1.0 ± 0.7	243 ± 6	27	24

Во второй колонке представлены соотношения скоростей счета $\eta = C_{\text{F125LP}}/C_{\text{F140LP}}$. В колонках с третьей по шестую представлены свойства областей туманности в предположении о том, что их исправленные за поглощение спектры описываются степенным законом $f_{\nu} = f_{\nu,0}(\nu/\nu_0)^{\alpha}$. $I_{\nu,0} = f_{\nu,0}/A_s$ – нормировка спектральной интенсивности на длине волны $\lambda = 1500 \text{ \AA}$ в единицах нЯн угл. сек.⁻²; F_{-14} – исправленный за поглощение поток в диапазоне 1250–1850 $\text{\AA}$ в единицах $10^{-14} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и L_{29} – светимость в дальнем УФ в единицах $10^{29} \text{ эрг с}^{-1}$. Подразумевается избыток цвета $E(B - V) = 0.22$.

Если в спектре элемента туманности доминирует континуум, который в дальнем УФ-

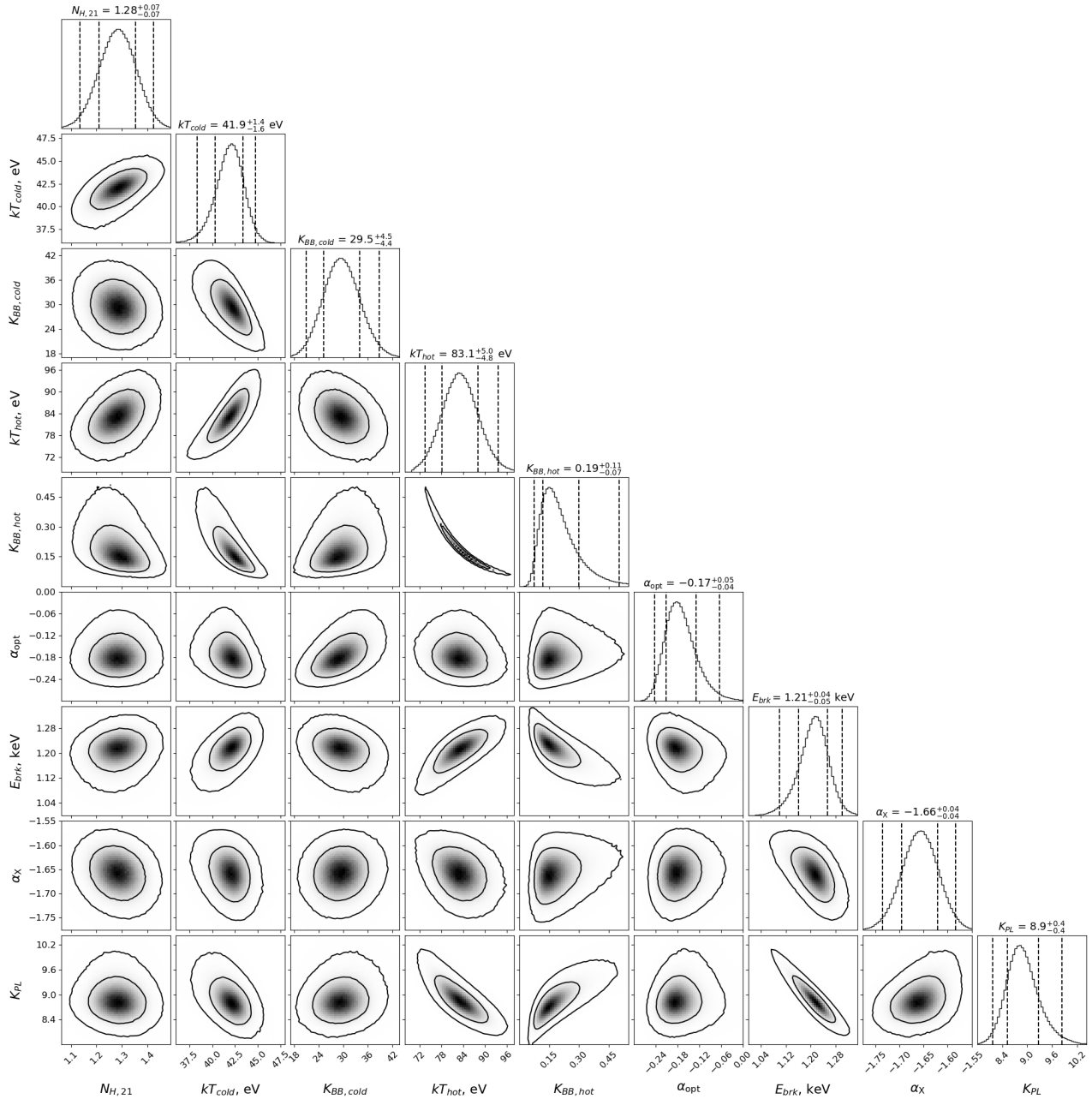


Рисунок 3.6: Апостериорные распределения вероятности для пар параметров модели brPL+2BB, примененной к данным в оптическом, УФ- и рентгеновском диапазонах, с доверительными контурами на уровнях 68% и 95%. Маргинализированные одномерные распределения параметров показаны с медианными значениями параметров и 68% доверительными интервалами. Вертикальные пунктирные линии соответствуют 68% и 95% доверительным интервалам распределений. Нормировки ВВ-компонент определены как $K_{BB} = (R/10 \text{ км})^2 / (d/1 \text{ кпк})^2$, а нормировка brPL-компоненты K_{PL} представляет собой поток фотонов для низкоэнергетической ветви в единицах $10^{-5} \text{ фотонов см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ кэВ}^{-1}$ на энергии 1 кэВ (см. остальные обозначения в тексте).

диапазоне может быть аппроксимирован степенным законом ($f_\nu = f_{\nu,0} \nu^\alpha$ для исправленного за поглощение спектра), то, следуя Рангелову и др. [29], мы можем оценить допустимый диапазон спектрального индекса α на основе измеренных значений η . Оценка проводилась при фиксированных значениях $E(B - V)$ с помощью пакета `stsynphot`. Далее для заданных значений α и межзвездного поглощения можно рассчитать нормировку $f_{\nu,0}$, которая

соответствует измеренным скоростям счета. Вычисленные значения α и $f_{\nu,0}$ позволяют определить поток $F = \int f_{\nu} d\nu$ в заданном диапазоне частот (длин волн) и оценить «изотропную светимость» в дальнем УФ-диапазоне: $L \equiv 4\pi d^2 F$. В Таблице 3.3 приведены интервалы значений α и нормировок интенсивности потока, а также потоки и светимости в диапазоне 1250–1850 Å. Видно, что спектральные индексы имеют значительные неопределенности, особенно для небольших областей туманности. Средневзвешенный наклон для пяти неперекрывающихся элементов составляет $\bar{\alpha} = -0.2 \pm 0.7$.

Если в спектре доминирует одна или несколько спектральных линий, то для оценки потоков и светимостей элементов туманности необходимо знать количество линий и их центральные длины волн. Плотность потока для линии k с шириной намного уже полосы пропускания фильтра может быть аппроксимирована как $f_{\nu,k} = F_k \delta(\nu - \nu_k)$, где F_k – поток в линии, $\nu_k = c/\lambda_k$, а λ_k – центральная длина волны этой линии. Вклад такой линии в скорость счета в i -ом фильтре составляет $C_i^{(k)} \propto F_k \lambda_k T_i(\lambda_k)$, тогда соотношение скоростей счета в двух рассматриваемых фильтрах:

$$\eta = \left[\sum_k F_k \lambda_k T_{125}(\lambda_k) \right] \left[\sum_k F_k \lambda_k T_{140}(\lambda_k) \right]^{-1}, \quad (13)$$

где $T_{125}(\lambda_k)$ и $T_{140}(\lambda_k)$ – величины пропускания фильтров F125LP и F140LP при $\lambda = \lambda_k$. В принципе, соотношение скоростей счета η может быть обеспечено одной спектральной линией, центрированной на длине волны, где соотношение $T_{125}/T_{140} = \eta$. Для $\eta = 1.62 \pm 0.06$ (область «Half») центральная длина волны такой гипотетической линии составляет 1368–1369 Å, а средняя интенсивность линии $I = F/A_s = 2 \times 10^{-16}$ эрг см⁻² с⁻¹ угл. сек.⁻² дает поверхностную яркость $\mathcal{B}_s = 0.045$ и 0.028 отсч. с⁻¹ угл. сек.⁻² в фильтрах F125LP и F140LP соответственно. Это соответствует наблюдаемому потоку $F_{-14} \equiv F/(10^{-14}$ эрг см⁻² с⁻¹) = 2.9 от области «Half» ($F_{-14} \approx 5.8$ от всей почти эллиптической туманности). Однако, поскольку на этих длинах волн нет сильных линий, должна существовать хотя бы одна линия в полосе пропускания F140LP и одна линия в диапазоне 1230–1350 Å. Без знания длин волн этих линий мы не можем оценить поток и интенсивность лишь по двум доступным скоростям счета. Тем не менее, оцененный выше поток в гипотетической линии можно рассматривать как близкий к нижней границе его реального значения.

Наблюдаемый поток в линии H α для всей туманности составляет $F_{\text{H}\alpha,-14}^{\text{obs}} \approx 2.3$ [26], что соответствует поправленному за поглощение потоку $F_{\text{H}\alpha,-14} \approx 3.8$. Хотя мы не знаем истинный спектр туманности в дальнем УФ, вышеуказанные оценки потока в этом диапазоне показывают, что он превышает поток в H α . Например, предполагая, что спектр можно описать степенной моделью, поправленный за поглощение поток в диапазоне 1250–1850 Å для области «Half» был оценен как $F_{\text{FUV},-14} \approx 27$ (≈ 54 для всей туманности), при $E(B-V) = 0.22$. Это соответствует светимости в дальнем УФ $L_{\text{FUV}} \approx 4.7 \times 10^{30} d_{270}^2$ эрг с⁻¹. Поправленные за поглощение поток и светимость в дальнем УФ превышают аналогичные величины для линии H α примерно в 14 раз.

3.5 Обсуждение результатов и сравнение с другими объектами

Представленные здесь наблюдения на телескопе им. Хаббла позволили с высокой степенью уверенности обнаружить пульсар среднего возраста J1741-2054 в дальнем УФ-диапазоне и подтвердить его оптическое отождествление. Кроме того, была обнаружена УФ-туманность типа головной ударной волны, созданная этим пульсаром. Далее будут обсуждаться обнаруженные свойства J1741 и его туманности и сравниваться с характеристиками аналогичных объектов.

3.5.1 Пульсар

Анализ данных HST в дальней УФ-области и архивных оптических данных VLT показал, что излучение J1741 в этих диапазонах, вероятно, состоит из двух компонент: нетепловой магнитосферной и тепловой с поверхности НЗ. В настоящее время точно определить наклон спектра для нетепловой оптической компоненты затруднительно из-за недостатка наблюдательных данных. Для надежного ограничения параметров степенного закона и температуры основной части поверхности НЗ необходимы дополнительные наблюдения в ближнем ИК- и ближнем УФ-диапазонах.

Добавление архивных данных в рентгеновском диапазоне к анализу позволило описать многоволновой спектр пульсара с помощью моделей brPL+BB или brPL+2BB. В этих моделях низкоэнергетическая часть нетеплового излучения – от оптического диапазона до энергии излома около 0.5 или 1.2 кэВ – описывается жестким степенным законом с фотонным индексом $\Gamma_{\text{opt}} \approx 1.0\text{--}1.2$ ($-\alpha_{\text{opt}} \approx 0\text{--}0.2$). В то же время одна или две тепловые BB-компоненты и мягкий степенной закон с $\Gamma_X \approx 2.6\text{--}2.7$ ($-\alpha_X \approx 1.6\text{--}1.7$) необходимы для описания спектра пульсара в рентгеновском диапазоне до 10 кэВ. Согласно этим моделям, температура основной части поверхности НЗ – $kT_{\text{cold}} \approx 40\text{--}52$ эВ – значительно ниже значения 60 ± 2 эВ, полученного только на основании рентгеновских данных (см. Раздел 3.1). Как видно из Рис. 5 работы [93], более низкая температура делает положение J1741 на диаграмме температура-возраст для НЗ полностью согласующимся с предсказаниями стандартных моделей остывания НЗ. Температура горячей BB-компоненты в модели brPL+2BB ($kT_{\text{hot}} \sim 80$ эВ) может быть связана с небольшой областью поверхности НЗ, нагретой либо релятивистскими частицами из магнитосферы, либо за счет анизотропного переноса тепла из внутренних областей звезды.

Хотя результаты аппроксимации спектра формально приемлемы, они вряд ли способны объяснить высокую долю пульсирующего излучения, наблюдаемую для холодной тепловой компоненты [94], – по крайней мере, в случае локально полуизотропного чернотельного излучения поверхности НЗ. Это указывает на то, что модель BB+BB является слишком простой для полного описания теплового излучения J1741. В частности, представляется вполне вероятным, что вместо двух областей поверхности с разными температурами и площадями имеется плавное распределение температуры по поверхности НЗ, вызванное ани-

зотропным переносом тепла в сильном магнитном поле [114]. Например, если НЗ обладает дипольным магнитным полем вблизи поверхности, то ее магнитные полюса горячее магнитного экватора, даже без внешнего их нагрева релятивистскими частицами. Согласно [115, 116], модель ВВ+ВВ может имитировать тепловой спектр НЗ с таким распределением температуры, если предположить, что элементы поверхности излучают полуизотропно в соответствии с локальными температурами. Однако такие модели не воспроизводят наблюдаемую высокую долю пульсирующего теплового излучения. Последняя может быть достигнута в случае наличия сильной тороидальной компоненты магнитного поля под поверхностью НЗ [117, 118].

Более высокая доля пульсирующего излучения в модели также может быть достигнута, если учесть анизотропию локального излучения с замагниченной поверхности НЗ. Бомбардировка полярных областей НЗ релятивистскими электронами или позитронами не только дополнительно нагревает эти области, но также может приводить к образованию протонов и α -частиц в результате реакций расщепления. Это означает, что над полярными шапками может сформироваться плазменная атмосфера из легких элементов [119]. Сильно анизотропное излучение, исходящее из такой атмосферы [120], может объяснить высокую долю пульсирующего излучения для горячей тепловой компоненты.

Ожидается, что холодная тепловая компонента исходит от более холодных областей поверхности, которые могут быть образованы конденсированной (жидкоподобной или твердой) материей в сильном магнитном поле (например, [121]). Спектр такого излучения не сильно отличается от спектра черного тела, ослабленного на постоянную величину [122, 123], но угловое распределение его интенсивности должно быть анизотропным. На данный момент практически нет подробных исследований пульсирующего излучения от вращающейся НЗ с конденсированной поверхностью (но см. [123]). Однако рассмотрение более сложных моделей излучения поверхности выходит за рамки данной работы.

Поскольку J1741 является гамма-пульсаром, мы можем сравнить его нетепловой спектр от оптического до рентгеновского диапазона со спектром в гамма-диапазоне. На Рис. 3.7 показано распределение энергии по спектру от оптического до гамма-диапазона, построенное с использованием результатов наблюдений Fermi LAT [124, 125]. Видно, что нетепловой спектр имеет как минимум два излома – на энергиях примерно 1 кэВ и 200 кэВ. Это может указывать на то, что нетепловое излучение обусловлено не одним физическим механизмом и, вероятно, генерируется в различных областях. Тем не менее, нельзя исключить, что дополнительные наблюдения в ИК-, оптическом или УФ-диапазоне и более реалистичные модели теплового излучения могут существенно изменить наклон спектра в оптическом и рентгеновском диапазонах. Например, оптический спектр может стать более мягким, а рентгеновский — более жестким (вплоть до доминирования горячей тепловой компоненты в диапазоне чувствительности Chandra и XMM-Newton). Однако, по-видимому, невозможно описать нетепловой спектр от 1 эВ до 100 МэВ единым степенным законом.

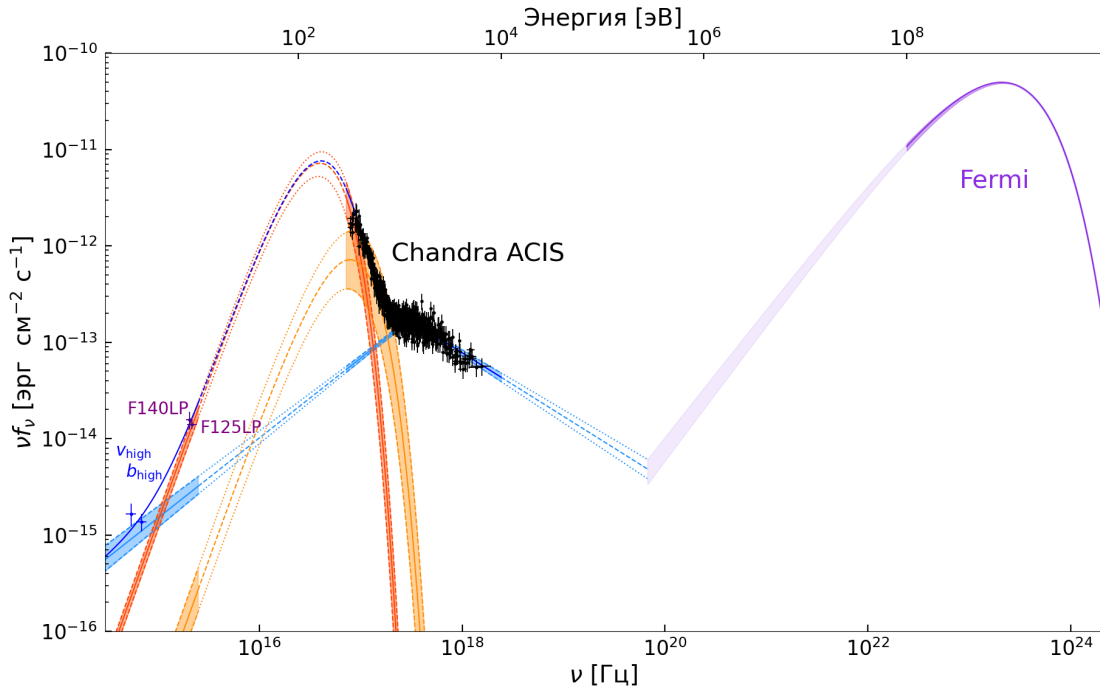


Рисунок 3.7: Распределение энергии по спектру для излучения J1741 от оптического до гамма-диапазона. Холодная и горячая ВВ-компоненты и степенная компонента с изломом показаны красно-оранжевыми, оранжевыми и синими линиями соответственно, а соответствующие затененные области показывают неопределенности компонент модели в тех диапазонах, где пульсар наблюдался. Фиолетовые линии и затененная область показывают модель гамма-излучения и ее неопределенности на уровне 1σ , в то время как светло-фиолетовая затененная область показывает продолжение модели гамма-излучения в сторону более низких энергий. Синяя сплошная линия показывает модель с теми параметрами, которые лучше всего подходят для описания оптических, УФ- и рентгеновских данных.

С учетом характеристического возраста 386 тыс. лет и расстояния около 270 пк пульсар J1741 относится к небольшой группе близких средневозрастных пульсаров, обнаруженных в дальнем УФ-диапазоне. В эту группу также входят Геминга, B0656+14 и B1055-52 (далее B0656 и B1055), иногда называемые «Тремя мушкетерами» [126]. Многоволновой спектр J1741 сравнивается со спектрами «Трех мушкетеров» на Рис. 3.8, а спектральные параметры всех четырех пульсаров приведены в Таблице 3.4. Следует отметить, что спектральные модели, использованные для аппроксимации, не были одинаковыми для всех четырех пульсаров. Параметры J1741 были получены из совместной аппроксимации данных от оптического до рентгеновского диапазона с использованием модели brPL+2BB, в то время как рентгеновские и оптические спектры B1055 и Геминги аппроксимировались отдельно с использованием моделей PL+2BB и PL+BB соответственно. При этом обе модели применялись к B0656 (с добавлением линии поглощения на 0.5–0.6 кэВ). Поэтому в Таблице 3.4 энергия спектрального излома (E_{brk}) для нетепловой компоненты указана только для J1741 и B0656.

Как видно из Рис. 3.8, интегрированные по фазе многоволновые спектры четырех

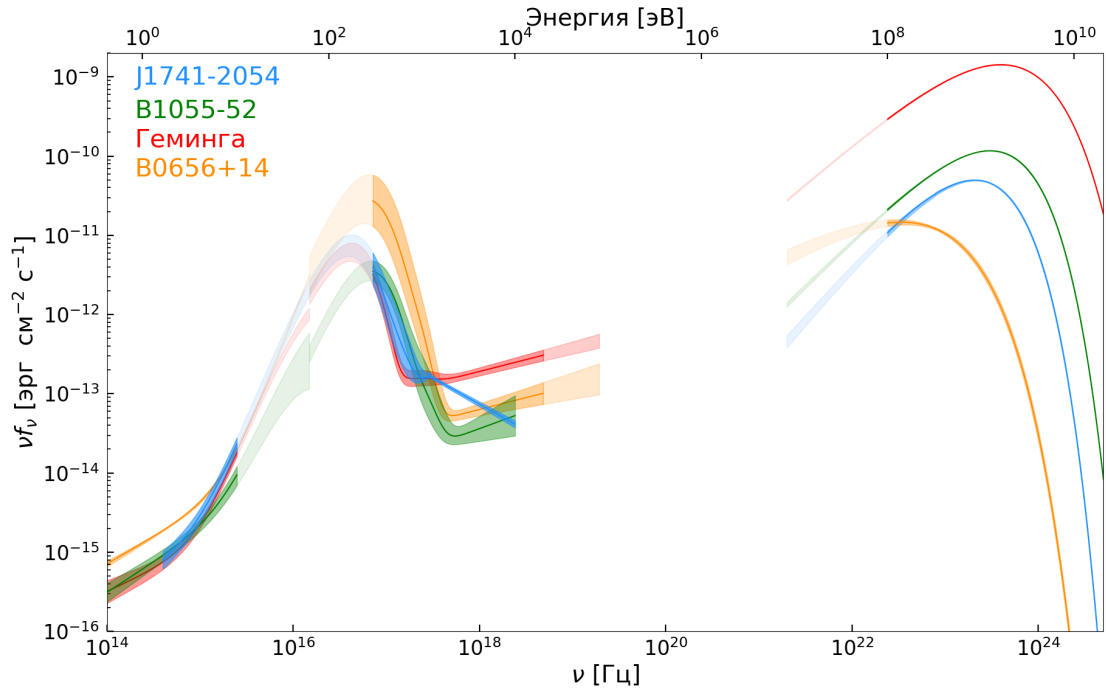


Рисунок 3.8: Распределение энергии для исправленного за поглощение спектра от ИК- до гамма-диапазона J1741 и других, хорошо изученных, средневозрастных пульсаров. Параметры спектральных моделей от ИК- до рентгеновского диапазона для B1055-52, Geminga и B0656+14 взяты из работ [8, 7, 127, 6, 128]. Параметры модели гамма-спектра взяты из каталога «Fermi LAT 14-Year Point Source Catalog» (4FGL-DR4) [124, 125].

средневозрастных пульсаров качественно похожи. У всех объектов наблюдаются заметные «тепловые бугры», которые выделяются на фоне нетеплового спектра в диапазоне от ~ 5 эВ до ~ 2 кэВ. Для всех четырех пульсаров эти бугры могут быть описаны комбинацией холодных и горячих ВВ-компонент. Основной вклад в них вносят холодные компоненты с температурами $kT_{\text{cold}} \sim 40\text{--}70$ эВ, радиусами эквивалентных излучающих сфер $R_{\text{cold}} \sim 5\text{--}15$ км и болометрическими светимостями $L_{\text{cold}} \sim (0.6\text{--}3.6) \times 10^{32}$ эрг с $^{-1}$. Рэлей-джинсовские хвосты холодной тепловой компоненты были обнаружены в дальнем УФ-диапазоне ($E \sim 6\text{--}10$ эВ) у всех четырех пульсаров. Данные в дальнем УФ были включены в аппроксимацию моделью brPL+2ВВ спектров двух из четырех пульсаров – B0656 и J1741. Это привело к некоторому изменению значений kT_{cold} по сравнению с результатами, полученными исключительно по рентгеновским данным.

Как видно из Таблицы 3.4, значения $T_{\text{cold}} \sim 42$ эВ, $R_{\text{cold}} \sim 15$ км (для расстояния 270 пк) и $L_{\text{cold}} \sim 0.9 \times 10^{32}$ эрг с $^{-1}$ для J1741 находятся в пределах диапазонов температур и светимостей для «Трех мушкетеров». Так как радиусы J1741, B0656 и Geminga сопоставимы с ожидаемым радиусом НЗ, можно предположить, что холодное тепловое излучение исходит со значительной части поверхности звезды и, вероятно, подпитывается теплом, поступающим из более горячих внутренних областей НЗ. Температуры и светимости не демонстрируют явного уменьшения с увеличением характеристического возраста

Таблица 3.4: Оптические и рентгеновские свойства J1741 и Трех Мушкетеров

PSR	J1741-2054	B1055-52	Geminga	B0656+14	
τ , тыс. лет	386	535	342	111	
$\dot{E}_{34}$	0.95	3.0	3.2	3.8	
B_{12}	2.7	1.1	1.6	4.7	
d , пк	~ 270	~ 350	250^{+230}_{-80}	290 ± 30	
$N_{\text{H},20}$	13 ± 1	$1.4^{+0.3}_{-0.2}$	1.5 ± 0.3	$3.0^{+0.7}_{-0.9}$	$3.1^{+0.4}_{-0.2}$
kT_{cold} , эВ	42 ± 2	70 ± 2	44 ± 1	64 ± 4	68 ± 1
R_{cold} , км	14.7 ± 1.1	$4.7^{+0.5}_{-0.4}$	11.4 ± 1.1	13^{+4}_{-3}	$11.2^{+0.4}_{-0.5}$
$L_{\text{cold},32}$	0.86	0.69	0.63	3.66	3.48
kT_{hot} , эВ	83 ± 5	165 ± 12	195 ± 14	123^{+6}_{-5}	131^{+6}_{-3}
R_{hot} , м	1200 ± 300	180^{+50}_{-30}	45 ± 7	1000 ± 200	740^{+90}_{-120}
$L_{\text{hot},30}$	8.8	3.1	0.38	30	21
$T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}}$	2.0	2.4	4.4	1.9	1.9
$R_{\text{hot}}/R_{\text{cold}}$	0.082	0.038	0.004	0.077	0.066
$L_{\text{hot}}/L_{\text{cold}}$	0.102	0.045	0.006	0.082	0.060
α_X	-1.66 ± 0.04	$-0.57^{+0.25}_{-0.26}$	-0.70 ± 0.04	-0.7 ± 0.1	$-0.74^{+0.11}_{-0.12}$
$f_{0,X}$, нЯн	59 ± 3	8.1 ± 0.3	52 ± 2	17 ± 3	25^{+12}_{-7}
E_{brk} , кэВ	~ 1.21	...	...	...	$0.130^{+0.470}_{-0.125}$
α_{opt}	$-0.17^{+0.05}_{-0.04}$	-0.24 ± 0.10	-0.46 ± 0.12	-0.32 ± 0.05	$-0.44^{+0.06}_{-0.05}$
$f_{0,\text{opt}}$, нЯн	~ 150	178 ± 25	110 ± 20	340 ± 7	~ 280
kT_{FUV} , эВ	$= kT_{\text{cold}}$	22 ± 6	30 ± 2	29 ± 2	$= kT_{\text{cold}}$
R_{FUV} , км	$= R_{\text{cold}}$	15	15	15	$= R_{\text{cold}}$
$E(B - V)$	0.22	0.03	0.03	0.03	
$L_{1-10 \text{ eV},28}$	2.8	5.5	1.7	7.3	6.0
$\eta_{\text{FUV},-6}$	2.9	1.8	0.5	1.9	1.6
$L_{1-10 \text{ keV},30}$	1.9	1.1	3.1	1.4	1.1
$\eta_X, -4$	2.0	0.4	1.0	0.4	0.3
$L_{0.1-100 \text{ GeV},33}$	1.0	4.4	32	0.27	
η_γ	0.11	0.15	0.99	0.0072	

Параметры во 2-й (J1741) и 6-й (B0656) колонках относятся к совместным аппроксимациям оптических и рентгеновских данных моделью brPL+2BB, в то время как в 3-й (B1055), 4-й (Geminga) и 5-й (B0656) колонках – к отдельным аппроксимациям в оптическом (PL+BB) и рентгеновском (PL+2BB) диапазонах. $L_{\text{cold},32}$ и $L_{\text{hot},30}$ – болометрические светимости холодных и горячих компонент в единицах 10^{32} и 10^{30} эрг с^{-1} , соответственно. $f_{0,\text{opt}}$ – нормировка степенной компоненты в оптическом диапазоне, соответствующая частоте $\nu_0 = 10^{15}$ Гц. $f_{0,X}$ – нормировка рентгеновской степенной компоненты при $E = 1$ кэВ. kT_{FUV} в колонках с 3-й по 5-ю – яркостная температура, оцененная по плотности потока в дальнем УФ при предполагаемом радиусе НЗ $R_{\text{FUV}} = 15$ км и наилучшей имеющейся оценке расстояния. $L_{1-10 \text{ eV},28}$, $L_{1-10 \text{ keV},30}$ и $L_{0.1-100 \text{ GeV},33}$ – нетепловые светимости в диапазонах 1–10 эВ, 1–10 кэВ и 0.1–100 ГэВ в единицах 10^{28} эрг с^{-1} , 10^{30} эрг с^{-1} и 10^{33} эрг с^{-1} соответственно. $\eta_{\text{FUV},-6}$ (в единицах 10^{-6}), $\eta_X, -4$ (в единицах 10^{-4}) и η_γ – соответствующие коэффициенты эффективности излучения. Параметры моделей, описывающих рентгеновские спектры B1055, Geminga и B0656, взяты из работ [8], [127] и [128] соответственно, а для модели brPL+2BB для B0656 (6-я колонка) из [108]. Параметры моделей для УФ-диапазона взяты из работ [8], [7] и [6].

пульсаров, но следует помнить, что истинный возраст может отличаться от характеристического, а расстояния до трех из четырех пульсаров известны неточно, что влияет на оценки радиусов и особенно светимостей.

Для случаев, когда оптические и рентгеновские спектры аппроксимировались отдельно, температуры T_{FUV} в Таблице 3.4 являются яркостными температурами, оцененными на основе измеренных плотностей потока в дальнем УФ-диапазоне при предполагаемом (фиксированном) радиусе НЗ в 15 км и наилучших доступных оценках расстояния. Так как $f_\nu \propto (R/d)^2 T$ в режиме Рэлея-Джинса, а радиусы R_{cold} , полученные в результате подгонки, меньше предполагаемого $R_{\text{FUV}} = 15$ км для «Трех мушкетеров», неудивительно, что T_{FUV} ниже, чем T_{cold} .

Дополнительные горячие компоненты чернотельного излучения с близкими температурами $kT_{\text{hot}} \sim 80\text{--}200$ эВ наблюдаются в рентгеновском излучении всех четырех средневозрастных пульсаров. Эффективные радиусы для J1741 и B0656 близки друг к другу – $R_{\text{hot}} \sim 1$ км, но они значительно больше, чем $R_{\text{hot}} \sim 200$ м и 45 м для B1055 и Геминги соответственно. Соответствующие болометрические светимости – $L_{\text{hot}} \sim (0.4\text{--}30) \times 10^{30}$ эрг с^{-1} – также демонстрируют значительный разброс, при этом светимость Геминги явно выделяется. Светимости не демонстрируют корреляции со скоростью потери энергии вращения, как можно было бы ожидать в случае нагрева частицами из магнитосферы, но имеется намек на положительную корреляцию с L_{cold} (по крайней мере, если исключить Гемингу). Это может означать, что анизотропный перенос тепла из внутренних слоев НЗ действительно вносит вклад в нагрев полярных областей.

Отношение температур горячей и холодной чернотельных компонент, полученное из моделей интегрированных по фазе спектров, составляет $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}} \approx 2.0$ для J1741, что близко к значению 2.4 для B1055 и 1.9 для B0656, но значительно ниже, чем 4.4 для Геминги. Согласно работе [115], один только анизотропный перенос тепла не может объяснить такие высокие отношения температур для дипольного магнитного поля (типичные значения в этих расчетах не превышают 1.2). Это означает, что либо существует дополнительный механизм нагрева горячих областей, либо магнитное поле отличается от центрированного диполя (например, под поверхностью НЗ может присутствовать сильная тороидальная компонента). Различия в отношениях температур для четырех пульсаров могут быть результатом комбинации различий в распределении температуры по поверхности, различных температур горячих областей (из-за различной топологии и силы магнитного поля), геометрии пульсаров (углов между осями вращения и магнитного поля, осью вращения и лучом зрения), а также возможных затмений поверхности участками магнитосферы, заполненными плазмой [129]. Различия в доле пульсирующего излучения для тепловых компонент – от $\sim 36\%$ для J1741 [94] до $\sim 65\%$ для B1055 [130] – являются дополнительными наблюдаемыми проявлениями этих эффектов. Тем не менее, примечательно, что отношения температур для трех пульсаров находятся в относительно узком диапазоне (около 2), даже с учетом их зависимости от фазы вращения пульсара (напри-

мер, $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}}$ изменяется от 1.9 ± 0.2 до 2.7 ± 0.2 для B1055 [130] и от 1.8 ± 0.2 до 2.2 ± 0.3 для B0656 [128]).

Отношения радиусов и болометрических светимостей для холодных и горячих чернотельных компонент, не зависящие от расстояния, также схожи для J1741, B1055 и B0656 ($R_{\text{hot}}/R_{\text{cold}} \sim L_{\text{hot}}/L_{\text{cold}} \sim 0.04\text{--}0.10$), но они значительно меньше для Геминги (0.004 и 0.006 для отношений радиусов и светимостей соответственно). Эти значения значительно ниже оценок для анизотропного переноса тепла в дипольном магнитном поле [115], что служит дополнительным аргументом против столь упрощенной модели. В работе [131] отмечается, что шесть пульсаров, принадлежащих к разным возрастным группам, тепловые спектры которых хорошо описываются моделью, состоящей из двух чернотельных компонент (включая «Трех мушкетеров» за исключением Геминги), занимают удивительно компактную область на диаграмме $(T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}})\text{--}(R_{\text{hot}}/R_{\text{cold}})$. Это может свидетельствовать о схожем распределении температуры по поверхности этих пульсаров, независимо от их возраста. J1741 однозначно может быть добавлен в эту группу.

Все четыре пульсара демонстрируют качественно схожие нетепловые спектры от оптического до рентгеновского диапазона (см. Рис. 3.8). При отдельной аппроксимации спектров в этих диапазонах степенным законом $f_{\nu} \propto \nu^{\alpha} = \nu^{1-\Gamma}$, спектральный индекс α в рентгеновском диапазоне оказывается меньше, чем в оптическом (например, $\alpha_{\text{opt}} - \alpha_{\text{X}} = \Gamma_{\text{X}} - \Gamma_{\text{opt}} \sim 0.2\text{--}0.4$ для «Трех мушкетеров»). Это означает, что нетепловой спектр можно попробовать описать степенным законом с изломом в диапазоне от УФ до жесткого рентгеновского излучения. Для «Трех мушкетеров» энергия излома E_{brk} оценивается с большой погрешностью из-за близости значений наклонов (см. пример для B0656 в последней колонке Таблицы 3.4). В то же время для J1741 эта величина определяется гораздо надежнее, так как разность индексов составляет $\alpha_{\text{opt}} - \alpha_{\text{X}} = 1.49 \pm 0.08$. Это большое значение обусловлено необычно крутым наклоном рентгеновского степенного спектра $-\Gamma_{\text{X}} \approx 2.7$ – по сравнению с 1.3–1.8 у «Трех мушкетеров», что особенно хорошо видно на Рис. 3.8. Большое значение Γ_{X} для J1741 выделяется не только в небольшой группе из четырех пульсаров, но и среди более широкой выборки пульсаров с похожими параметрами, такими как скорость потери энергии вращения или характеристический возраст (см. Рис. 3 и 4 в работе [132]).

Подобно другим спектральным параметрам, наклон степенного спектра в рентгеновском диапазоне (фотонный индекс) изменяется с фазой вращения. Относительно узкий диапазон изменения фотонного индекса в разрешенных по фазе спектрах J1741 ($\Gamma_{\text{X}} \sim 2.3\text{--}2.8$ [94]) слегка перекрывается с соответствующими диапазонами для B1055 ($\Gamma_{\text{X}} \sim 1.5\text{--}2.5$ [130]), Геминги ($\Gamma_{\text{X}} \sim 1.6\text{--}2.2$ [127]) и B0656 ($\Gamma_{\text{X}} \sim 1.5\text{--}2.3$ [128]). Возможное объяснение отличий значений Γ_{X} у J1741 от других пульсаров и относительно больших разбросов значений фотонных индексов у «Трех мушкетеров» может быть связано с различиями в геометрии пульсаров, которые позволяют «видеть» разные части областей вокруг пульсара, являющихся источниками нетеплового излучения. Также существует вероятность,

что в спектре J1741 присутствует еще одна зависящая от фазы тепловая компонента, которая остается невидимой при имеющемся количестве зарегистрированных фотонов. Однако наши попытки описать высокоэнергетический спектральный хвост дополнительной тепловой компонентой вместо степенного закона привели к неудовлетворительным результатам. Более глубокое исследование J1741 в рентгеновском диапазоне с учетом фазы вращения может прояснить эту ситуацию.

Из Рис. 3.8 видно, что нетепловые рентгеновские спектры не соединяются плавно с гамма-спектрами для всех четырех пульсаров. Это может указывать на то, что рентгеновское и гамма-излучение возникают в разных областях магнитосферы и/или создаются различными механизмами излучения. Однако это предположение является менее определенным для J1741 и B1055, которые не наблюдались в жестком рентгеновском диапазоне (выше ~ 10 кэВ).

Мы также видим, что распределения энергии по спектру всех четырех пульсаров достигают своих максимумов в гамма-диапазоне, на энергиях от ~ 100 МэВ для B0656 до ~ 2 ГэВ для Геминги. Это означает, что наиболее эффективное преобразование энергии вращения пульсара в излучение происходит в гамма-диапазоне. Эффективность в спектральной полосе b обычно определяется как $\eta_b = L_b/\dot{E}$, где L_b – это (зависящая от расстояния) светимость в полосе. Сравнивая значения η_γ , оцененные для диапазона 0.1–100 ГэВ (см. Таблицу 3.4), мы видим, что Геминга является самым эффективным источником излучения в этом диапазоне, B1055 и J1741 занимают промежуточные позиции, а B0656 демонстрирует наименьшую эффективность, что соответствует распределению энергии по спектру на Рис. 3.8. В оптическом и УФ-диапазонах (1–10 эВ), а также в рентгеновском диапазоне (1–10 кэВ) (где эффективность ниже, чем в гамма-диапазоне, примерно на 5 и 3 порядка соответственно) J1741, по-видимому, является наиболее эффективным источником излучения среди четырех пульсаров. Однако, помимо очевидных неопределенностей, связанных с неточностью оценок расстояний, следует отметить, что оценка нетепловой светимости J1741 в диапазоне 1–10 эВ основана на аппроксимации оптических и рентгеновских данных моделью $\text{brPL} + 2\text{BB}$, включающей только четыре точки данных в этом диапазоне. Для подтверждения высокой эффективности излучения J1741 и получения дополнительных данных необходимы новые наблюдения в ближнем ИК- и ближнем УФ-диапазонах.

3.5.2 Туманность типа головной ударной волны

Туманность J1741, впервые обнаруженная в наших наблюдениях в дальнем УФ-диапазоне, входит в число лишь девяти известных бальмеровских туманностей типа головной ударной волны, которые лучше всего изучены по излучению в линии $\text{H}\alpha$ [27, 26]. Малое количество бальмеровских туманностей указывает на то, что большинство пульсаров движутся в ионизированной межзвездной среде (МЗС). Туманность J1741 видна на изображении VLT в фильтре b_{high} благодаря эмиссионным линиям $\text{H}\beta$ и $\text{H}\gamma$ [95] (см. также Рис. 3.3).

Мы не обнаружили различий в форме и размере туманности (движущейся вместе с пульсаром) в дальнем УФ и $\text{H}\alpha$. Туманность ограничена замкнутой оболочкой, напоминающей эллипс с уплощенной задней частью, вытянутой почти перпендикулярно направлению собственного движения. На изображениях с высоким угловым разрешением, полученных с помощью SOAR и HST (Рис. 3.2), видно «вздутие» на резкой яркой передней части оболочки, с намеком на продолжение границы этого вздутия внутрь туманности (в проекции). «Вздутие» и его возможное продолжение (если оно будет подтверждено более глубокими наблюдениями с высоким угловым разрешением) можно интерпретировать как передний фронт ударной волны, в то время как остальная часть туманности может быть «пузырем», по аналогии с известной туманностью «Гитара» (см. [28] и ссылки в этой работе). Также имеется слабый намек на изогнутый «след» в северо-восточном направлении, начинающийся от области «Blob», который можно интерпретировать как северо-западную границу второго «пузыря».

Эта интерпретация структуры туманности подтверждается сравнением рентгеновской PWN и туманности в дальнем УФ/ $\text{H}\alpha$. Это сравнение представлено на Рис. 3.9. Мы видим, что компактная компонента рентгеновской PWN, предположительно созданная пульсарным ветром под воздействием ударной волны, видна почти до апекса туманности перед движущимся пульсаром, как и ожидалось (некоторые рентгеновские отсчеты перед вершиной обусловлены крыльями функции рассеяния точки от пульсара). Однако эта компактная PWN за пульсаром, вытянутая вдоль направления его движения, намного уже, чем туманность типа головной ударной волны. С другой стороны, предполагаемые границы продолжения «вздутия», обозначенные зелеными пунктирными линиями на увеличенной вставке Рис. 3.9, находятся гораздо ближе к компактной компоненте рентгеновской PWN, как и следует из моделей туманностей, создаваемых пульсарами, движущимися со сверхзвуковой скоростью (например, [133]).

Туманность J1741 является всего третьей туманностью типа головной ударной волны у пульсара, обнаруженной в дальнем УФ, и первой такой туманностью, связанной с пульсаром среднего возраста. В Таблице 3.5 свойства УФ-туманности J1741 сравниваются с соответствующими свойствами ранее обнаруженных туманностей у близких миллисекундных пульсаров J0437–4715 [29] и J2124–3358 [20], которые далее обозначены как J0437 и J2124. Стоит отметить, что скорость потери энергии вращения $\dot{E}$ этих миллисекундных пульсаров лишь немного ниже, чем у J1741, и все три пульсара были зарегистрированы в гамма-диапазоне на энергиях порядка ГэВ. Кроме того, стоит заметить, что «Три мушкетера», свойства которых, как пульсаров, очень близки к J1741 (см. Таблицу 3.4), не имеют ни УФ-, ни $\text{H}\alpha$ -туманностей, что говорит о высокой степени ионизации МЗС вокруг этих пульсаров. Более того, их рентгеновские PWN значительно отличаются от друг от друга [134, 135, 136] и от PWN J1741. Отличия могут быть связаны с различной геометрией пульсарного ветра и/или с разными локальными свойствами МЗС.

На первый взгляд, форма замкнутой оболочки туманности J1741 кажется кардинально

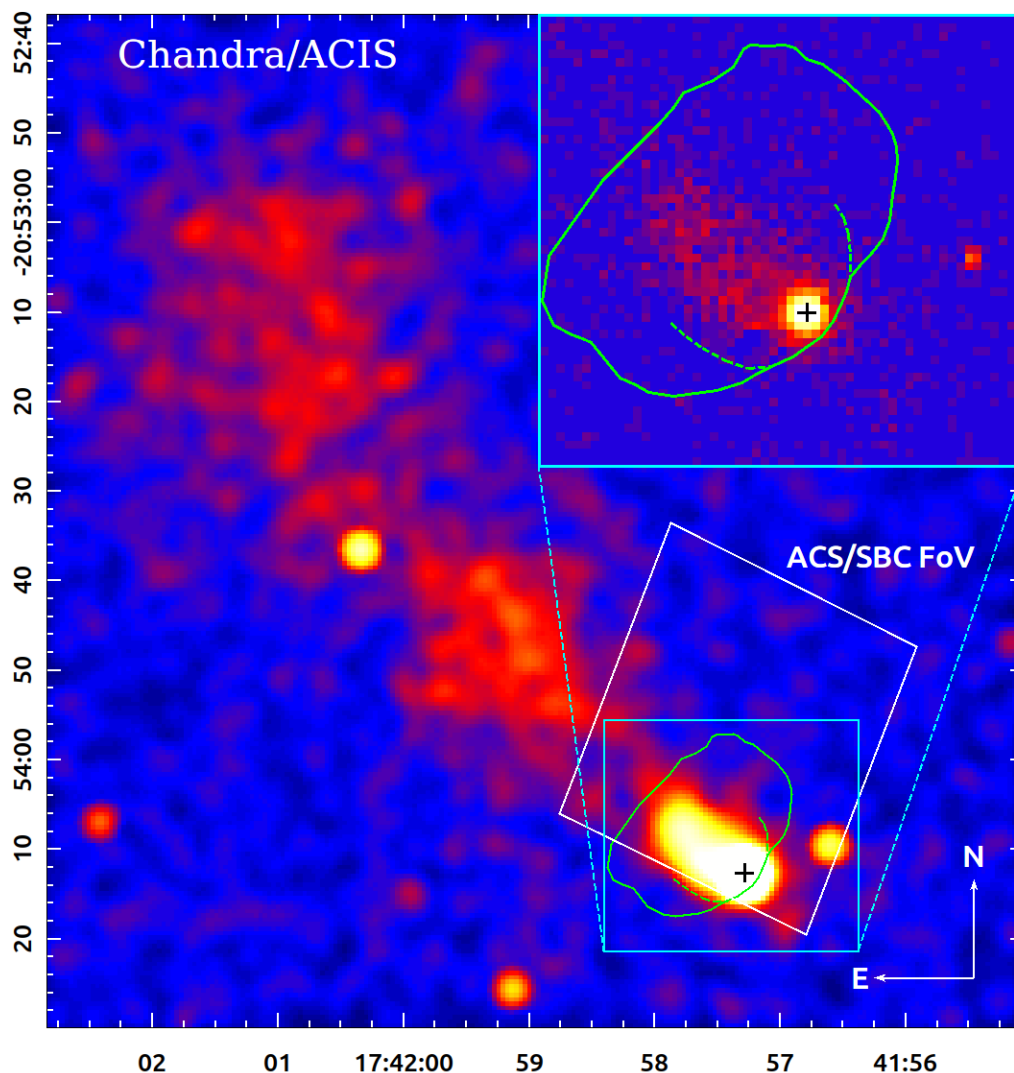


Рисунок 3.9: Сравнение форм рентгеновской PWN J1741 и туманности в H α -УФ. Зеленый контур показывает внешнюю границу H α -туманности, перенесенную с изображения SOAR (см. Рис. 3.2), которая практически совпадает с внешней границей УФ-туманности. Эта граница наложена на изображение в диапазоне 0.7–8 кэВ, полученное при помощи Chandra ACIS-S. Большое изображение Chandra сглажено с использованием гауссова ядра размером 5 пикселей, а увеличенное изображение компактной PWN размером $28'' \times 26''$ на вставке показано без сглаживания. Зеленые пунктирные линии показывают продолжение «вздутия» во внутреннюю область туманности. Черный крест обозначает положение пульсара.

Таблица 3.5: Свойства всех трех известных пульсарных туманностей типа головной ударной волны, которые излучают в дальнем УФ-диапазоне

PSR	d	P	τ	$\dot{E}_{33}$	$v_{\perp}$	$E(B - V)$	$F_{-14}^{\text{H}\alpha}$	F_{-14}^{FUV}	L_{29}^{FUV}	$\theta_{a,\perp}$	$l_{a,\perp,15}$	η
	пк	мс	млн лет		км с ⁻¹					"		
J1741–2054	270	414	0.39	9.5	140	0.22	2.3	10 [>6]	47 [>28]	1.1	4.4	1.6 ± 0.1
J0437–4715	157	5.76	1600	5.5	104	0.05	3.3	15–22	7–10	10	23	1.6 ± 0.1
J2124–3358	410	4.93	3800	6.8	101	0.03	1.7	5	13	2.5	15	1.3 ± 0.2

В столбцах со второго по шестой представлены расстояние, период, характеристический возраст, скорость потери вращательной энергии в единицах 10^{33} эрг с⁻¹ и тангенциальная скорость пульсаров, для которых обнаружены туманности в дальнем УФ. Восьмой и девятый столбцы показывают наблюдаемые (с учетом поглощения) потоки от туманностей в H α и дальнем УФ (в диапазоне 1250–1850 Å), в единицах 10^{-14} эрг см⁻² с⁻¹. УФ-потоки для туманностей J0437 и J2124 были пересчитаны для диапазона 1250–1850 Å, с использованием результатов, полученных в работах [29, 20]. В десятом столбце представлены соответствующие светимости в дальнем УФ в единицах 10^{29} эрг с⁻¹. Угловые расстояния между пульсаром и апексом фронта ударной волны, а также соответствующие расстояния в проекции в единицах 10^{15} см указаны в одиннадцатом и двенадцатом столбцах, а в тринадцатом столбце приведено отношение скоростей счета в фильтрах F125LP и F140LP. Потоки в дальнем УФ оценивались, исходя из предположения о спектре туманностей в виде степенного закона. Для туманности J0437 указаны два значения потока в дальнем УФ, соответствующие различным вариантам выбора фоновой области (см. [29]). Нижние пределы, указанные в квадратных скобках для J1741, получены с учетом предположения о спектре, в котором доминируют линии. Потоки и светимости в дальнем УФ для целых туманностей J0437 и J2124 были грубо оценены на основе УФ-потоков от их апексов [29, 20], в предположении о схожем распределении яркости в дальнем УФ и H α для этих туманностей.

отличающейся от формы двух других туманностей. Туманность J0437 напоминает классический фронт головной ударной волны, форма которого превосходно описывается простым уравнением (см. работу [137]). Передняя часть туманности J2124 напоминает фронт ударной волны J0437, но распределение яркости асимметрично относительно направления собственного движения, и туманность сужается позади пульсара, образуя «пузырь» с намеком на структуру, похожую на известную туманность «Гитара» [26]. Различия в морфологии туманностей могут быть обусловлены геометрией пульсарного ветра, разным давлением в локальной МЗС и конфигурацией магнитных полей, а также различным наклоном вектора скорости пульсара к лучу зрения (вероятно, для J1741 этот угол минимален).

Романи и др. [27] предположили, что поперечная вытянутость туманности J1741 обусловлена концентрацией пульсарного ветра в экваториальной плоскости звезды, ось вращения которой сонаправлена с вектором ее скорости. Однако, если наше предположение о том, что только «вздутие» туманности J1741 является настоящим передним фронтом ударной волны, верно, то видимое различие с двумя другими УФ/H α -туманностями можно объяснить, по крайней мере частично, эффектом проекции. Если направление скорости близко к лучу зрения, то наблюдаемая форма будет такой естественным образом, независимо от направлений скорости и оси вращения. Это предполагает, что фактическая скорость пульсара может значительно превышать его тангенциальную скорость $v_{\perp} \approx 140d_{270}$

км с⁻¹, а реальные размеры структур вдоль направления скорости, такие как длина компактной части PWN $\sim 10''$ ($\simeq 4.0 \times 10^{16}$ см в проекции на небесную сферу), будут значительно больше. Более глубокие изображения в дальнем УФ-диапазоне будут наиболее полезными для проверки этой интерпретации и более точной оценки скорости и размеров.

Из Таблицы 3.5 видно, что у J1741 наименьшее проекционное расстояние между пульсаром и апексом фронта ударной волны: $l_{a,\perp} = 4.4 \times 10^{15} d_{270}$ см, что в 5.2 и 3.4 раза меньше, чем у туманностей J0437 и J2124 соответственно. Для изотропного пульсарного ветра расстояние l_a до апекса фронта ударной волны, измеренное вдоль вектора скорости, немного превышает расстояние равновесия, где динамические давления МЗС и пульсарного ветра уравниваются друг друга (например, [26, 138]): $l_a \approx 1.3 \left(\xi_w \dot{E} / 4\pi c \rho v^2 \right)^{1/2}$, где ξ_w – доля $\dot{E}$, которая питает пульсарный ветер, ρ – плотность окружающей МЗС, $v = v_{\perp} / \sin i$ – скорость пульсара, а i – наклон скорости к лучу зрения. Наибольшая проекционная скорость J1741 вместе с наименьшим наклоном i и/или более высокой плотностью МЗС могут объяснить наблюдаемые соотношения величин $l_{a,\perp}$, но еще одним фактором может быть анизотропный пульсарный ветер.

Туманность J1741 в дальнем УФ-диапазоне выглядит ярче, чем у J0437 и J2124. Например, (не зависящая от расстояния) средняя поверхностная яркость на изображении в фильтре F125LP области «Front» – $\mathcal{B}_s = 110 \pm 2$ отсч. кс⁻¹ угл. сек.⁻² – в 2.7 и 11 раз выше, чем у апексов туманностей J0437 и J2124 (это единственные области, для которых была измерена $\mathcal{B}_s$ у этих туманностей). Эти соотношения яркостей увеличиваются примерно в 4 раза, если учесть различные величины межзвездного поглощения для этих пульсаров (см. Таблицу 3.5). Высокая яркость УФ-туманности J1741 делает ее наиболее подходящей для будущей спектроскопии в дальнем УФ-диапазоне, среди известных таких объектов.

Сложнее сравнивать скорости счета от целых туманностей, поскольку только небольшие части туманностей J0437 и J2124 были сняты в дальнем УФ-диапазоне. Однако предполагая, что распределение яркости в дальнем УФ похоже на таковое в линии H α , можно грубо оценить, что если бы была измерена общая скорость счета для всей УФ-туманности J0437, она была бы в два раза выше, чем для всей туманности J1741 (например, ≈ 13 отсч. с⁻¹ в фильтре F125LP – см. Таблицу 3.2). Подобные оценки для тусклой туманности J2124 еще менее точны, но, скорее всего, общая скорость счета от нее в дальнем УФ была бы несколько ниже, чем от туманности J1741.

Было бы интересно сравнить потоки и светимости в дальнем УФ-диапазоне для трех туманностей, видимых в нем. Для точной оценки этих величин требуется знание их спектров в этом диапазоне, но вся спектральная информация содержится только в скоростях счета для двух фильтров – F125LP и F140LP, причем полоса пропускания последнего находится внутри полосы пропускания первого. Эти скорости счета и, в частности, их отношение η (см. Таблицы 3.3 и 3.5) могут быть использованы для оценки параметров предполагаемой спектральной модели, а также потоков и светимостей в дальнем УФ [29]. Однако потоки и светимости могут значительно различаться в зависимости от того, домини-

нируют ли в спектре эмиссионные линии (например, от атомов или ионов, возбужденных при прохождении фронта ударной волны) или континуум (например континуальная компонента теплового излучения плазмы или синхротронное излучение электронов, ускоренных между передним фронтом ударной волны и ударной волной PWN, как предполагается в работе [139]).

В разделе 3.4.3 в предположении о непрерывном степенном спектре были оценены его наклон $\alpha = -1.0 \pm 0.7$ и исправленный за поглощение поток в дальнем УФ (1250–1850 Å или 6.70–9.92 эВ), составивший $F_{\text{FUV},-14} \approx 54$ для всей туманности J1741. Это соответствует наблюдаемому потоку $F_{\text{FUV},-14}^{\text{obs}} \approx 10$. Поскольку $\eta = 1.6 \pm 0.1$ одинаково для туманностей J0437 и J1741, можно предположить для них одинаковые наклоны спектра и оценить, что наблюдаемый поток от всей туманности J0437 примерно в 2 раза выше, чем от туманности J1741. Подобное же соотношение потоков можно получить, если масштабировать поток в дальнем УФ-диапазоне из области апекса туманности J0437, измеренный в работе [29], и исправить ошибку в предыдущей калибровке потока SBC, о которой было сообщено в работе [46]. Исправление этой ошибки приводит к снижению потока на $\sim 27\%$ для заданной скорости счета в фильтре F125LP. Если предположить $E(B - V) = 0.22$ для J1741 и $E(B - V) = 0.05$ для J0437, то полная светимость туманности J1741 $L_{\text{FUV}} \approx 4.7 \times 10^{30} d_{270}^2$ эрг с^{-1} в 5–7 раз выше, чем полная светимость туманности J0437 в дальнем УФ. Оценки полного наблюдаемого потока и светимости туманности J2124 снова очень неопределенные. Скорее всего, и наблюдаемый поток, и светимость в дальнем УФ будут ниже, чем у всей туманности J1741. Наибольшая светимость туманности J1741 в дальнем УФ может быть частично связана с самой большой скоростью потери энергии вращения J1741 или более высокой плотностью окружающей МЗС, но зависимость от этих и других параметров зависит от модели излучения этих туманностей.

С учетом того, что изображения туманностей в дальнем УФ-диапазоне и в линии $\text{H}\alpha$ практически идентичны, гипотеза о доминировании эмиссионных линий в их УФ-спектрах представляется наиболее вероятной. К сожалению, мы можем только догадываться, какие линии вносят значительный вклад. Очевидно, это могут быть только сильные линии распространенных элементов. Поскольку в этом УФ-диапазоне нет линий H I или He I , можно рассматривать, например, линию He II на ≈ 1640 Å (аналог $\text{H}\alpha$) или сильную резонансную линию C IV с компонентами тонкой структуры на 1548.19 и 1550.77 Å (около 8.00 эВ). Однако трудно объяснить линии ионизованных элементов, особенно сильно ионизованный углерод. Поскольку туманности видны в линии $\text{H}\alpha$, МЗС должна быть в основном нейтральной перед ними. Это означает, что изначально нейтральные атомы, которые легче проникают через ударную волну, должны быть ионизованы после ее прохождения, прежде чем их ионы будут возбуждены для образования этих линий. Это может требовать слишком высоких температур за фронтом ударной волны и привести к распределению яркости туманностей в дальнем УФ-диапазоне, отличающемуся от распределения яркости в $\text{H}\alpha$, что до сих пор не было обнаружено. С другой стороны, в работе [27] сообщается

о нескольких (запрещенных) линиях однократно ионизированного азота, кислорода и серы в оптическом диапазоне, так что можно предположить, что линии ионизированных элементов также могут быть видны и в дальнем УФ.

Другим вариантом может быть излучение молекулярного водорода, возможно из-за флуоресценции Ly α (см., например, [140, 141, 142]). Однако вероятность того, что сразу три объекта из небольшой выборки пульсаров, наблюдавшихся в дальнем УФ-диапазоне, находятся в молекулярных облаках, представляется крайне низкой. Для решения этой проблемы требуется спектроскопия этих туманностей в дальнем УФ-диапазоне, дополненная реалистичными моделями их излучения.

Кроме того, можно рассматривать континуум от двухфотонного $2s \rightarrow 1s$ перехода в атомах водорода. Используя аналитическую аппроксимацию спектра двухфотонного излучения [143] и функцию пропускания фильтра F125LP, мы нашли, что для объяснения наблюдаемой скорости счета (например от области «Half») этим механизмом отношение числа фотонов к числу H α -фотонов должно составлять более 10 при $E(B - V) = 0.22$. Такое соотношение значительно превышает значения $\lesssim 2$, предсказанные в работе [144] для низкоскоростных ($v_s \lesssim 70$ км с $^{-1}$) ударных волн. Это соотношение должно быть еще ниже для высокоскоростной ударной волны J1741. Поэтому, маловероятно, что двухфотонный переход является основным источником излучения в дальнем УФ-диапазоне.

На длинах волн, соответствующих упомянутым линиям He II и C IV, пропускные способности фильтров F125LP и F140LP очень близки друг к другу (см. Рис. 3.1). Следовательно, в этом случае должна существовать еще одна линия (и/или континуум) в диапазоне $\approx 1230\text{--}1360$ Å (9.12–10.09 эВ), чтобы отношение скоростей счета в фильтрах соответствовало значению $\eta > 1$. Возможными кандидатами являются комплексы линий O I в диапазоне 1302–1306 Å (9.49–9.52 эВ), линии C I около 1277 Å (9.72 эВ) и линии N I около 1243 Å (9.98 эВ). Окончательный вывод о наличии и составе эмиссионных линий в излучении туманности может быть сделан только по результатам спектроскопии.

Ввиду отсутствия данных о длинах волн и интенсивностях предполагаемых линий, оценки потока и светимости туманности для случая, если в ее спектре преобладают линии, характеризуются высокой степенью неопределенности. Как уже обсуждалось в разделе 3.4.3, можно только оценить консервативные нижние пределы для наблюдаемого потока в дальнем УФ $F_{\text{FUV},-14}^{\text{obs}} > 5.8$ и светимости $L_{\text{FUV}} > 2.9 \times 10^{30} d_{270}^2$ эрг с $^{-1}$. Полученный нижний предел потока в дальнем УФ задает нижний предел для наблюдаемого соотношения потока в дальнем УФ к потоку в H α , равный 2.5, в то время как отношение для поправленных за поглощение потоков (и светимостей) составляет > 8 . Эти величины примерно в 1.6–1.8 раза ниже, чем соотношения 4.1 и 14 для наблюдаемых и поправленных за поглощение потоков соответственно, которые получаются из оцененных выше потоков для степенной модели спектра.

Сходные превышения потока в дальнем УФ-диапазоне относительно H α были обнаружены и для двух других известных туманностей [29, 20]. Например, в случае степенной

модели для J0437 наблюдаемый (исправленный за поглощение) поток в дальнем УФ оказывается в 5–7 (6–9) раз выше потока в $H\alpha$. Для туманности J2124 отношение поправленных за поглощение потоков составляет $F_{FUV}/F_{H\alpha} \approx 3$ для плоского f_λ -спектра, но не исключены и до двух раз большие значения. Если в спектрах туманностей J0437 и J2124 в дальнем УФ преобладают линии, то отношения $F_{FUV}/F_{H\alpha}$ могут быть ниже, но они останутся > 1 .

Поскольку энергии фотонов в дальнем УФ-диапазоне (6.7–10 эВ) превышают энергию $H\alpha$ -фотонов (1.889 эВ) в 3.5–5.3 раза, то «фотонные светимости» туманностей в дальнем УФ и $H\alpha$ очень близки друг к другу. Это трудно согласовать с моделью, где в УФ-спектре доминируют эмиссионные линии, так как это потребовало бы аномально высокой концентрации соответствующих химических элементов. Поэтому, наиболее вероятно, что излучение таких туманностей в дальнем УФ возникает в горячей плазме за фронтом ударной волны, спектр которой содержит как непрерывное излучение, так и спектральные линии. Относительные вклады этих компонентов вряд ли можно точно определить без моделирования и дополнительных наблюдений.

Таким образом, можно обобщить основные выводы о туманности типа головной ударной волны J1741 и двух других подобных туманностях следующим образом:

- Три обнаруженные в дальнем УФ-диапазоне туманности (а также их аналоги в линиях Бальмера) созданы пульсарами с очень разными периодами и возрастами, но с близкими значениями скорости потери энергии вращения, $\dot{E} = (5.5\text{--}9.5) \times 10^{33}$ эрг с^{-1} , и тангенциальными скоростями $v_\perp$ в диапазоне 100–150 км с^{-1} . Все три пульсара были обнаружены в гамма-диапазоне на энергиях порядка ГэВ.
- Существует множество пульсаров со сходными значениями $\dot{E}$ и $v_\perp$, у которых не обнаружены туманности ни в дальнем УФ-диапазоне, ни в линии $H\alpha$. Это означает, что данные параметры не являются определяющими для возникновения туманности. По-видимому, ключевую роль в их формировании играют локальные свойства МЗС, такие как плотность, давление и степень ионизации.
- Не было обнаружено ни одной туманности в дальнем УФ без аналога в линиях Бальмера. Это подразумевает наличие нейтральных атомов водорода (холодной МЗС) перед фронтом ударной волны, которые нагреваются и возбуждаются при прохождении через ударную волну. Остаточный нейтральный водород за фронтом ударной волны не может быть ответственным за наблюдаемое излучение в дальнем УФ, но излучение частично ионизированной плазмы (например тормозное излучение) может вносить значительный вклад.
- Все туманности, обнаруженные в дальнем УФ-диапазоне, пространственно совпадают со своими аналогами в линиях Бальмера, и распределения яркости внутри туманностей в обоих диапазонах выглядят схожими. Это может указывать на общую физическую природу их излучения – например, излучение частично ионизированной плазмы за фронтом ударной волны.

- На данный момент не зафиксировано случаев отсутствия УФ-аналогов у Н α -туманностей, хотя шесть из девяти известных объектов этого типа еще не исследовались в дальнем УФ-диапазоне.
- Светимости туманностей в дальнем УФ составляют $L_{\text{FUV}} \sim (1-5) \times 10^{30}$ эрг с $^{-1}$ и возможно коррелируют с $\dot{E}$. Они превышают светимости в линии Н α в 3–14 раз для всех трех объектов. Это означает, что в УФ-излучении не должны доминировать спектральные линии, так как это потребовало бы нереалистично высоких концентраций элементов тяжелее водорода.
- Можно предположить, что излучение туманностей в дальнем УФ исходит от межзвездной среды, нагретой и ионизированной при прохождении через фронт ударной волны. Его УФ-спектр, вероятно, включает как континуум, так и эмиссионные линии, которые можно изучать в рамках глубоких спектроскопических наблюдений.

3.6 Заключение

1. PSR J1741-2054 впервые был детектирован в дальнем УФ-диапазоне, средние плотности потока в фильтрах F125LP и F140LP составили 113 ± 11 нЯн и 148 ± 30 нЯн соответственно. Спектр пульсара в оптическом и УФ-диапазонах, наиболее вероятно, состоит из двух компонент – тепловой и нетепловой.
2. Совместная аппроксимация оптического, УФ- и рентгеновского спектров пульсара комбинацией нетепловой и тепловой компонент показала жесткий оптический нетепловой спектр с фотонным индексом $\Gamma_{\text{opt}} \approx 1.0-1.2$ и более мягкую рентгеновскую компоненту с $\Gamma_{\text{X}} \approx 2.6-2.7$. В тепловом излучении доминирует холодная компонента с температурой $kT_{\text{cold}} \approx 40-50$ эВ и радиусом излучающей сферы $R_{\text{cold}} \approx 8-15$ км при $d = 270$ пк. Также может присутствовать дополнительная горячая компонента с $kT_{\text{hot}} \sim 80$ эВ и $R_{\text{hot}} \sim 1$ км.
3. В дальнем УФ-диапазоне обнаружена туманность типа головной ударной волны – первая, ассоциированная со средневозрастным пульсаром. По форме она представляет собой замкнутую оболочку, морфологически схожую с изображением в линии Н α . При этом поток в дальнем УФ ($\sim 10^{-13}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$) в ~ 4 раза больше, чем поток в Н α . Данная туманность типа головной ударной волны имеет более высокую поверхностную яркость в дальнем УФ, чем оба ранее известных объекта этого класса.
4. Природа туманностей типа головной ударной волны в дальнем УФ-диапазоне остается не вполне ясной. Для ее понимания необходимы спектроскопические наблюдения известных объектов, поиск новых таких туманностей, а также разработка их реалистичных моделей.

Глава 4

Спектр изолированной нейтронной звезды RX J2143.0+0654 в диапазоне от ближнего инфракрасного до дальнего ультрафиолетового

4.1 Введение

4.1.1 Свойства рентгеновских изолированных радиотихих НЗ

Семейство из семи близких ($d \lesssim 1$ кпк) рентгеновских изолированных радиотихих НЗ было открыто в 1990-е годы с помощью рентгеновской обсерватории ROSAT (см. [145] и [146]). Они сильно отличаются от широко известных пульсаров, источником энергии которых служит вращение (так называемых rotation-powered pulsars, RPP).

Эти молодые ($\lesssim 1$ млн лет), медленно вращающиеся ($P = 3\text{--}12$ с) НЗ демонстрируют преимущественно тепловые рентгеновские спектры с температурами $kT \sim 50\text{--}100$ эВ. В отличие от RPP, их рентгеновские светимости ($L_X \sim 10^{30.8}\text{--}10^{32.5}$ эрг с $^{-1}$) превышают темпы потери энергии вращения НЗ ($\dot{E} \sim 10^{29.4}\text{--}10^{30.7}$ эрг с $^{-1}$). Также, в отличие от RPP, у них не регистрируется значимое нетепловое рентгеновское, радио- или гамма-излучение.

Их характеристические магнитные поля ($B \sim 10^{13}$ Гс), а также положения на диаграмме «период–производная периода» ($P\text{--}\dot{P}$) указывают на то, что они занимают промежуточное место между обычными RPP и магнетарами. Для этой группы НЗ предлагались различные названия и аббревиатуры (INS, RQINS, XTINS, XDINS, Великолепная Семерка и др.). Далее они будут называться тепловыми изолированными НЗ, наблюдаемыми в рентгеновском диапазоне (X-ray thermal isolated neutron stars, XTINSs). Хотя на сегодняшний день надежно обнаружены лишь семь XTINS (и несколько кандидатов найдено с помощью eROSITA [147, 148]), популяционные исследования показывают, что такие НЗ, мягкое рентгеновское излучение которых поглощается в межзвездной среде на больших расстояниях, могут составлять почти половину локальной популяции НЗ (например, [52]).

Аппроксимация рентгеновских спектров XTINS с помощью модели излучения черного тела позволила оценить их поверхностные температуры и отношения радиуса к расстоянию R/d [145, 146]. У некоторых XTINS, возможно, наблюдалась переменность рентгеновского излучения [149, 150, 151]. Однако лишь для RX J0720.4–3125 накоплено достаточно данных для проверки возможных интерпретаций (например, [152]). Согласно работе [153], наблюдаемая переменность не может быть объяснена прецессией звезды, как предполагалось ранее. При этом сценарии с аккрецией околозвездных тел (например, астероидов) остаются вполне правдоподобными.

На основе результатов рентгеновских наблюдений ожидалось, что спектры XTINS в оптическом и УФ-диапазонах представляют собой просто рэлей-джинсовские хвосты теп-

ловых рентгеновских спектров. Однако наблюдения XTINS с помощью HST показали более сложную картину. Например, хотя спектр самого яркого из этих объектов – RX J1856.5–3754 (далее J1856) – в рассматриваемом диапазоне и имеет ожидаемый наклон $f_\nu \propto \nu^2$, плотность потока f_ν примерно в 7 раз превышает экстраполяцию чернотельного рентгеновского спектра в эту область частот (например, [154]). Подобный оптический избыток, наблюдаемый и у других XTINS, может быть объяснен моделью, в которой рентгеновское излучение исходит из меньшей и более горячей области поверхности НЗ, сформированной анизотропным переносом тепла в сильном магнитном поле, тогда как основная часть поверхности НЗ ответственна за оптическое и УФ-излучение (например, [155]). Альтернативная интерпретация связывает избыток с отличием реальных спектров атмосфер или твердых поверхностей НЗ от чисто чернотельного излучения [156, 157, 119].

На основе наблюдений на HST пяти других XTINS в двух диапазонах – 1380–1570 Å и 4000–5600 Å – Каплан и др. [30] (далее К+11) обнаружили, что не только значения плотности потока превышают продолжение рентгеновского чернотельного спектра в оптический и УФ-диапазоны, но и наклоны степенных спектров для четырех из пяти XTINS несовместимы с рэлей-джинсовским хвостом. Если просто соединить две спектральные точки прямой линией в логарифмической плоскости $\log \nu$ – $\log f_\nu$ (то есть предположить зависимость $f_\nu \propto \nu^\alpha$), то наклон спектра изменяется от $\alpha = 1.63 \pm 0.14$ до $\alpha = 0.53 \pm 0.08$, вместо $\alpha = 2$, ожидаемого для рэлей-джинсовского спектра. Причина такого неожиданного поведения остается неизвестной.

В работе К+11 рассматривались такие гипотезы, как нетепловое излучение релятивистских электронов или резонансное рассеяние тепловых фотонов в магнитосфере НЗ. Авторы работы [158] предположили, что оптическое излучение формируется на внутреннем крае диска обратного падения (fallback-диска), нагреваемого рентгеновским излучением и магнитными полями. Поскольку различные модели предсказывают разные спектры, их сравнение с наблюдательными данными могло бы помочь в выборе верной интерпретации, однако при наличии лишь двух спектральных точек это невозможно. Очевидно, что для понимания природы спектров XTINS в оптическом и УФ-диапазонах и их связи с рентгеновскими спектрами необходимы дополнительные спектральные измерения, обеспечивающие более полное покрытие широкого диапазона длин волн.

Единственное на сегодняшний день наблюдение XTINS с помощью HST в ближнем ИК-диапазоне принесло еще один сюрприз. Наблюдение RX J0806.4–4123 (далее J0806) в диапазоне длин волн $\lambda = 1.4$ – 1.7 мкм не только выявило превышение потока над экстраполяцией рентгеновского чернотельного спектра примерно в 500 раз, но и позволило увидеть протяженную компоненту размером около $1''$, вклад которой в полный поток в этом диапазоне составляет $\gtrsim 50\%$ [159]. Авторы этой работы пришли к выводу, что протяженное излучение в ближнем ИК-диапазоне может представлять собой либо первую пульсарную туманность, детектируемую исключительно в этом диапазоне, либо первый разрешенный диск обратного падения вокруг изолированной НЗ. Безусловно, поиск подобных структур

у других XTINS крайне важен для понимания распространенности этого явления.

4.1.2 Предыдущие наблюдения RX J2143.0+0654

Из пяти XTINS, наблюдавшихся на HST в двух фильтрах авторами работы K+11 (программа HST № 11654), особенно сильное расхождение между наблюдаемым наклоном спектра в оптическом и УФ-диапазонах и наклоном спектра Рэлея–Джинса было обнаружено у RX J2143.0+0654 (далее J2143), также известного как RBS 1774. В связи с этим данный объект был выбран для детального исследования его спектра в широком диапазоне – от УФ до ИК, – что необходимо для понимания природы излучения XTINS в этой спектральной области.

J2143 был обнаружен с помощью рентгеновской обсерватории ROSAT [160]. Наблюдения с использованием камеры EPIC на борту рентгеновской обсерватории XMM-Newton позволили авторам работы [161] обнаружить пульсации с периодом $P = 9.437$ с и долей пульсирующего излучения $3.6 \pm 0.6\%$. Аппроксимируя спектр моделью излучения черного тела с добавлением гауссовой линии поглощения, они оценили эффективную температуру $kT = 104.0 \pm 0.4$ эВ и поправленный за межзвездное поглощение поток $F_{0.2-2\text{кэВ}}^{\text{unabs}} \approx 5.2 \times 10^{-12}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$. Они также оценили величину магнитного поля $B \sim 1.4 \times 10^{14}$ Гс, предполагая, что особенность на энергии около 0.7 кэВ является протонной циклотронной линией поглощения. В работе [162] на основе данных Reflection Grating Spectrometer (RGS), было высказано предположение о наличии в спектре J2143 дополнительной линии поглощения на энергии 0.4 кэВ.

Авторы работы [163] проанализировали более объемный набор данных XMM-Newton EPIC и обнаружили спектральные характеристики, аналогичные представленным в работах [161] и [162], включая возможные спектральные особенности на энергиях 0.75 и 0.4 кэВ. Кроме того, им была получена оценка производной периода, соответствующая магнитному полю $B \sim 2 \times 10^{13}$ Гс, что значительно меньше оценки из работы [161].

В статье [164] была найдена другая модель спектра, состоящая из двух чернотельных компонент с температурами $kT_{\text{hot}} \approx 104$ эВ и $kT_{\text{cold}} \approx 40$ эВ, которая более-менее приемлемо описывала данные EPIC + RGS. Наконец, авторы работы [151] на основе анализа нескольких наблюдений EPIC и глубоких (210 кс) наблюдений SRG/eROSITA предложили модель, состоящую из двух чернотельных компонент с $kT_{\text{hot}} = 107 \pm 3$ эВ и $kT_{\text{cold}} \approx 43$ эВ с тремя спектральными особенностями на энергиях 0.39, 0.55 и 0.74 кэВ. Они также сообщили о более низкой доле пульсирующего излучения в 2.5%.

Богданов и Хо [165] представили подробный временной анализ данных наблюдений J2143 с использованием XMM-Newton, Chandra и NICER за период с 2004 по 2023 г. Их временное решение дало сложную форму импульса с тремя пиками за период, положения которых зависят от энергии фотонов. Измеренная производная периода $\dot{P} = (4.145 \pm 0.005) \times 10^{-14}$ с с $^{-1}$ соответствует $\dot{E} = 2.0 \times 10^{30}$ эрг с $^{-1}$, $B \sim 2.0 \times 10^{13}$ Гс и характеристическому возрасту $\tau_c \sim 3.6$ млн лет.

Слабое оптическое излучение этой НЗ ($m_B \sim 27$) было обнаружено с помощью VLT [166] и Большого Бинокулярного Телескопа [164]. При этом результаты фотометрии расходятся примерно на половину звездной величины, что может указывать на оптическую переменность. Посселт и др. [167] получили верхний предел $H > 22.0^m$ ($f_\nu < 1.55$ мкЯн на длине волны 1.6 мкм) по данным наблюдений на VLT.

Наиболее точные измерения в оптическом и УФ-диапазонах были выполнены с помощью HST авторами K+11: $f_\nu = 80 \pm 5$ нЯн на длине волны 4709 Å (ACS/WFC с фильтром F475W) и $f_\nu = 94 \pm 7$ нЯн на 1520 Å (ACS/SBC с фильтром F140LP). Последнее значение приведено с учетом обновления калибровки детектора SBC в 2019 г. [46], которое уже упоминалось ранее.

J2143 демонстрирует наибольший оптический избыток среди всех известных XTINS с превышением экстраполяции рентгеновского чернотельного спектра как минимум в 50 раз. При разумном значении оптического поглощения $A_V = 0.12$ поправленные за поглощение спектральные плотности потока составляют $f_\nu = 95 \pm 6$ нЯн и 124 ± 8 нЯн на длинах волн 4747 Å и 1519 Å соответственно. Эти точки могут быть соединены степенным законом $f_\nu \propto \nu^\alpha$ с показателем $\alpha = 0.23 \pm 0.08$.

Спектр источника неизвестной формы невозможно восстановить лишь по двум наблюдательным точкам. Поэтому были выполнены новые наблюдения с помощью HST, охватывающие диапазон от ближнего ИК до дальнего УФ с использованием пяти широкополосных фильтров (программа HST №17476, Г. Г. Павлов и др. 2023). Для изучения связи спектра в УФ-ИК-диапазоне с рентгеновским спектром были также запрошены одновременные наблюдения по программе «target-of-opportunity» на рентгеновской обсерватории XMM-Newton, необходимые для оценки влияния возможной долговременной рентгеновской переменности на многоволновые свойства объекта. Далее представлены результаты этих наблюдений.

4.2 Наблюдения и обработка данных

4.2.1 Наблюдения на HST

J2143 наблюдался в период с 16 мая по 30 июня 2024 г. в пяти фильтрах (восемь орбит HST, см. Таблицу 4.1). Для проверки возможной переменности и измерения собственного движения были проведены повторные наблюдения в дальнем УФ- и оптическом диапазонах с использованием фильтров F140LP и F475W соответственно (по две орбиты на каждый фильтр). Кроме того, объект наблюдался в очень широком фильтре ближнего УФ-диапазона F300X (две орбиты), а также в двух фильтрах ближнего ИК-диапазона – F110W и F160W. Поскольку в фильтре F110W возможны непредсказуемые вариации фона, связанные с излучением He I в верхних слоях атмосферы, для уменьшения их эффекта при наблюдениях применялась «стратегия сэндвича». Экспозиции в фильтре F110W располагались в середине, а экспозиции в F160W – в начале и в конце каждой из двух орбит.

Изображения окрестностей источника в пяти фильтрах показаны на Рис. 4.1.

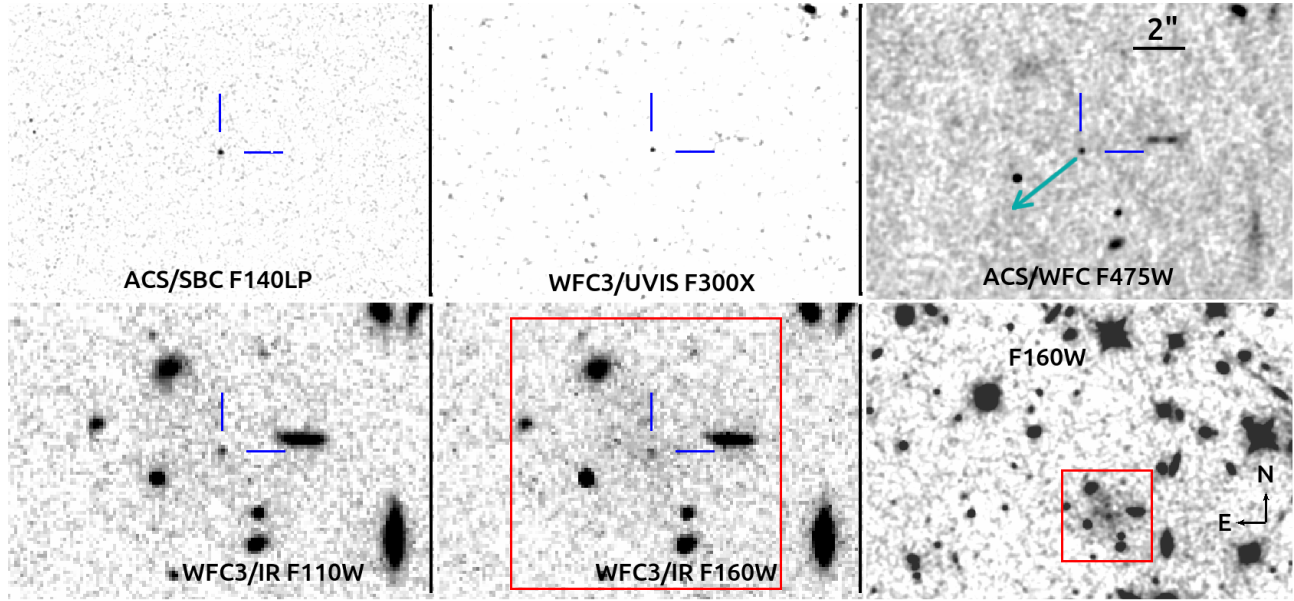


Рисунок 4.1: Изображения окрестностей J2143, полученные на HST в пяти фильтрах. Положение объекта обозначено синими маркерами, угловой размер изображенных полей составляет $\approx 16'' \times 11''$, кроме нижнего правого изображения. На нижней правой панели показано большее поле с того же изображения WFC3/IR F160W, что и на нижней центральной панели (красный прямоугольник отмечает ту же область неба). На изображении в фильтре F475W (вверху справа) также показано направление собственного движения (бирюзовой стрелкой).

Использовались изображения, полученные путем стандартной потоковой обработки (калибровочное ПО CALWF3 версии 3.7.1 для данных WFC3 и AstroDrizzle версии 3.7.0). Масштаб пикселей, используемый при геометрических преобразованиях составил 1 для фильтров F110W, F160W и F140LP и 0.8 для F300X и F475W, подробности о параметрах drizzling приведены в документации по пакету DrizzlePAC [168, 169].

4.2.2 Наблюдения на XMM-Newton

Наблюдения на XMM-Newton (ObsID 0935190301) были выполнены 14 мая 2024 г., экспозиция составила 34.9 кс. Для всех детекторов EPIC использовались тонкие (thin) фильтры. Детектор EPIC-pn работал в режиме Large Window (время кадра 47.7 мс), детекторы MOS1 и MOS2 также находились в режиме Large Window (время кадра 0.9 с). Для анализа данных использовался пакет XMM SAS версии 21.0.

4.3 Анализ данных

4.3.1 Спектр от ближнего ИК- до дальнего УФ-диапазона

4.3.1.1 Фотометрия. Результаты фотометрии J2143 в пяти фильтрах представлены в Таблице 4.2, где приведены выбранные радиусы апертур источника r_{ext} и вычисленные доли отсчетов (ϕ) точечного источника в этих апертурах. Последние были взяты из

Таблица 4.1: Наблюдения RX J2143.0+0654 на HST

Время начала (UT)	Инструмент	Фильтр	λ_{piv} (Å)	W_{eff} (Å)	Экспозиция (с)
2024-05-16 19:40:28	WFC3/UVIS2	F300X	2813	747	4926
2024-05-17 06:43:53	ACS/SBC	F140LP	1519	259	2610
2024-05-18 20:39:42	ACS/WFC	F475W	4747	1272	4184
2024-06-18 16:14:02	ACS/SBC	F140LP	1519	259	2488
2024-06-30 19:05:54	WFC3/IR	F160W	15369	2750	2497
2024-06-30 19:18:04	WFC3/IR	F110W	11534	3857	2347
2010-05-19 19:33:09	ACS/WFC	F475W	4747	1272	7076
2010-05-23 14:38:16	ACS/SBC	F140LP	1519	259	8296

Наблюдения с детектором WFC3/IR проводились по следующей схеме: на каждой из двух орбит две субэкспозиции в фильтре F110W выполнялись между двумя субэкспозициями в фильтре F160W (см. раздел 4.2.1). В таблице указано время начала первой из четырех субэкспозиций для каждого фильтра, в то время как время экспозиции приведено суммарно для каждого из фильтров (F160W и F110W). Последние две строки относятся к архивным наблюдениям K+11.

соответствующих таблиц в руководствах к инструментам. В каждой апертуре источника измерялась полная (источник + фон) скорость счета C_{tot} (в единицах электронов с^{-1}). Как и ранее, для измерения фона и оценки неопределенности числа отсчетов от источника использовался подход «пустых апертур» (например, [77]). В данном случае фоновые отсчеты измерялись в количестве апертур от 40 до 115 (в зависимости от фильтра) того же размера, что и апертура источника, равномерно распределенных в свободных от источников фоновых областях.

Для конвертации измеренной в конкретном фильтре скорости счета от источника (C_s), поправленной на конечную апертуру, в среднюю плотность потока в этом фильтре

$$\langle f_\nu \rangle \equiv \frac{\int f_\nu(\nu) \mathcal{T}(\nu) \nu^{-1} d\nu}{\int \mathcal{T}(\nu) \nu^{-1} d\nu} = C_s \mathcal{P}_\nu, \quad (14)$$

использовалась обратная чувствительность

$$\mathcal{P}_\nu = h \left[A_{\text{tel}} \int \mathcal{T}(\nu) \nu^{-1} d\nu \right]^{-1}, \quad (15)$$

где h – постоянная Планка, A_{tel} – собирающая площадь телескопа $\mathcal{T}(\nu)$ – безразмерная функция пропускания системы в полосе фильтра. Для каждого фильтра коэффициент пересчета $\mathcal{P}_\nu$ определяется значением ключевого слова **photfnu** в заголовке файла данных. Стоит отметить, что средняя плотность потока, рассчитанная по формуле (14), полностью определяется измеренной скоростью счета и свойствами фильтра и не привязана к какой-либо конкретной длине волны внутри полосы пропускания.

Чтобы проверить возможные изменения потока за 14 лет, прошедших с момента наблюдений K+11, описанный выше подход был применен для повторной обработки этих архивных данных в фильтрах F140LP и F475W. Полученные результаты также приведены в Таблице 4.2. Поскольку статистически значимых изменений в этих фильтрах обна-

ружено не было, старые и новые наблюдения были объединены для уменьшения неопределенностей. В связи с тем, что идет медленная деградация чувствительности детектора ACS/SBC, измеренные на более старых (полученных K+11) данных скорости счета были поделены на коэффициент 1.036 для компенсации более высокой чувствительности детектора во время прошлых наблюдений.

4.3.1.2 Поглощение в направлении на J2143. Форма наблюдаемого УФ-ИК-спектра зависит от экстинкции, вызванной межзвездной пылью и зависящей от длины волны. Поскольку в нашем распоряжении имеется всего пять спектральных полос, а коэффициент экстинкции сильно коррелирует с параметрами спектральной модели, определить величину поглощения исключительно путем аппроксимации УФ-ИК-спектра невозможно. Однако можно попытаться ограничить ее с использованием других методов.

Экстинкция в данном направлении зависит от расстояния. Эта зависимость может быть получена из трехмерных карт экстинкции, таких как Грин и др. [106], Лейке и др. [170], Лаллемент и др. [104], Вержели и др. [105], Эденхофер и др. [103]. Однако разные карты могут давать различные результаты в некоторых направлениях из-за разной разрешающей способности (как угловой, так и по расстоянию), а также различных методов, использованных для построения карт. Для направления на J2143 (галактические координаты $l = 62.66^\circ$, $b = -33.14^\circ$) это продемонстрировано на Рис. 4.2, который показывает зависимость экстинкции A_V в полосе V от расстояния. Зависимости $A_V(d)$ с 3σ -неопределенностями, полученные из карт Вержели и др. [105] и Эденхофера и др. [103], показаны синим и красным цветами соответственно. Основное различие между ними заключается в наличии на карте Эденхофера и др. пылевой структуры на расстоянии $d \sim 260\text{--}270$ пк, которая приводит к более высокому полному поглощению на больших расстояниях. У Вержели и др. намек на значительно более крупную диффузную структуру на тех же расстояниях едва заметен из-за более низкого разрешения карты. Примечательно, что кривые $A_V(d)$ по данным Грина и др. [106] и Лейке и др. [170] близки к результатам Вержели и др., однако данные высокого разрешения с обсерватории Планк указывают на сложную структуру в этом направлении и полное поглощение $A_V \approx 0.27$ на бесконечности. С учетом более высокого разрешения карты Эденхофера и др. [103] и ее согласованности с картой обсерватории Планк, эта зависимость $A_V(d)$ может считаться более надежной и будет использоваться в дальнейшем анализе.

Расстояние до J2143 не было измерено напрямую. Зейн и др. [161] оценили его в ~ 280 пк, исходя из того предположения, что рентгеновская светимость этого объекта близка к типичному значению для XTINS — $L_{0.1\text{--}2.4\text{кэВ}} \sim 5 \times 10^{31}$ эрг с $^{-1}$. С учетом большого разброса светимостей XTINS данная оценка расстояния может быть ошибочной в $\sim 2\text{--}3$ раза. Однако экстинкция (а значит и расстояние) может быть ограничена исходя из величины колонковой плотности водорода N_H , оцененной из аппроксимации рентгеновского спектра. Для этого может использоваться линейная корреляция между N_H и A_V (см. [113] и ссылки в этой работе). Проблема этого подхода заключается в том, что

Таблица 4.2: Фотометрия J2143

Фильтр	t_{exp} с	r_{extr} "	ϕ %	N_{tot} отсч.	N_{bgd} отсч.	N_s отсч.	C_s отсч. с $^{-1}$	$N_{\text{Ян}}$ с отсч. $^{-1}$	$\mathcal{P}_\nu$	$\langle f_\nu \rangle$ нЯн
F140LP	5098	0.175	60	229.5	19.9 $\pm$ 5.3	210 $\pm$ 15	0.0685 $\pm$ 0.0050		1651	113.1 $\pm$ 8.3
F140LP (K11)	8296	0.175	60	368.3	29.9 $\pm$ 5.6	338 $\pm$ 19	0.0680 $\pm$ 0.0064		1593	108.5 $\pm$ 6.2
F140LP (наши+K11)	13394	0.175	60	585.0	48.5 $\pm$ 7.6	537 $\pm$ 24	0.0668 $\pm$ 0.0030		1651	110.2 $\pm$ 5.0
F300X	4926	0.15	76	611.8	97 $\pm$ 69	515 $\pm$ 72	0.138 $\pm$ 0.019		350	48.4 $\pm$ 6.8
F475W	4184	0.2	84	11845	10166 $\pm$ 210	1678 $\pm$ 214	0.478 $\pm$ 0.061		139	66.4 $\pm$ 8.5
F475W (K11)	7076	0.2	84	20744	17478 $\pm$ 184	3665 $\pm$ 192	0.617 $\pm$ 0.032		138	75.7 $\pm$ 4.5
F475W (наши+K11)	11260	0.2	84	32445	27524 $\pm$ 279	4922 $\pm$ 287	0.520 $\pm$ 0.030		139	72.3 $\pm$ 4.2
F110W	2347	0.47	86	107758	104975 $\pm$ 594	2783 $\pm$ 596	1.38 $\pm$ 0.30		68	93 $\pm$ 20
F160W	2497	0.47	85	61529	59082 $\pm$ 482	2446 $\pm$ 485	1.15 $\pm$ 0.23		153	177 $\pm$ 35

В строках, обозначенных как «K11» приводятся результаты фотометрии на изображениях, полученных K+11. В строках, обозначенных как «наши+K11» представлены результаты с использованием комбинации данных K+11 и наших наблюдений. ϕ обозначает долю отсчетов от точечного источника в апертуре с радиусом r_{extr} , N_{tot} – полное число отсчетов в апертуре источника, N_{bgd} и N_s – число отсчетов от фона и чистое число отсчетов от источника в выбранной апертуре соответственно. C_s – скорость счета от источника, скорректированная на конечную апертуру, $\mathcal{P}_\nu$ – коэффициент перевода скорости счета в среднюю плотность потока, $\langle f_\nu \rangle$ – средняя плотность потока в соответствующей полосе.

значение N_H сильно зависит от модели, выбранной для описания рентгеновского спектра J2143. Большинство исследованных моделей дает $N_{H,20} \equiv N_H/(10^{20} \text{ см}^{-2}) \approx 2\text{--}5$. Если использовать корреляцию $N_{H,20} = (28.7 \pm 1.2) A_V$ [113], то этот диапазон N_H соответствует $A_V \approx 0.07\text{--}0.18$. Из кривой $A_V(d)$ по карте Эденхофера и др. на Рис. 4.2 следует, что этот широкий диапазон экстинкции соответствует относительно узкому диапазону расстояний $d \approx 240\text{--}270$ пк. Таким образом, даже с учетом значительного разброса в корреляции $N_H\text{--}A_V$ (особенно выраженного на малых расстояниях), представляется правдоподобным, что J2143 находится в сравнительно близком пылевом облаке. В дальнейшем анализе будут исследоваться зависимости параметров J2143 от экстинкции и расстояния вокруг ориентировочных значений $A_V = 0.12$ и $d = 260$ пк.

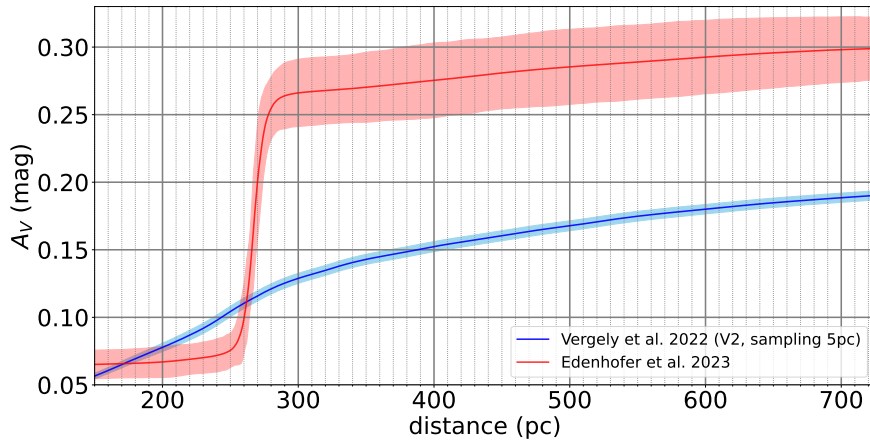


Рисунок 4.2: Зависимости коэффициента экстинкции A_V от расстояния в направлении на J2143. Синяя линия соответствует данным карты Вержели и др. [105], а красная – карте Эденхофера и др. [103]. Полупрозрачные области обозначают неопределенности на уровне 3σ .

4.3.1.3 Аппроксимация спектра в УФ-ИК-диапазоне. Для оценки параметров спектральной модели f_ν^{mod} на основе скоростей счета, измеренных в пяти фильтрах, их модельные значения вычислялись как функции параметров модели:

$$C_i^{\text{mod}} = (A_{\text{tel}}/h) \int f_\nu^{\text{mod}} \mathcal{T}_i(\nu) \nu^{-1} d\nu, \quad (16)$$

где $\mathcal{T}_i(\nu)$ – функция пропускания системы, вычисленная при помощи пакета Synthetic Photometry for HST (`stsynphot`). Далее находились значения параметров, которые минимизируют статистику χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^5 \frac{(C_i^{\text{mod}} - C_i)^2}{\sigma_{C_i}^2}, \quad (17)$$

где $C_i = N_{s,i}/(\phi_i t_{\text{exp},i}) = C_{s,i}$ – скорость счета от источника, измеренная в i -ом фильтре.

Как видно из данных, представленных на Рис. 4.3, спектр качественно отличается от простого степенного закона или теплового спектра. Тем не менее, его можно описать как сумму степенного закона и рэлей-джинсовского хвоста тепловой компоненты на низких и высоких частотах соответственно. Это похоже на спектры RPP в УФ-ИК-диапазоне. Поэтому далее он будет аппроксимироваться с помощью модели PL+BB с учетом поглощения:

$$f_{\nu}^{\text{mod}} = \left[f_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\alpha} + \frac{R_{\text{uv}}^2}{d^2} \pi B_{\nu}(T_{\text{uv}}) \right] 10^{-0.4A_{\nu}}, \quad (18)$$

где ν_0 , f_0 и α – это частота нормировки, нормировка и наклон степенной компоненты, d – расстояние, $B_{\nu}(T_{\text{uv}})$ – функция Планка и R_{uv} – радиус эквивалентной сферы в УФ-диапазоне (т.е. сферы с равномерной температурой поверхности T_{uv} , излучающей чистое чернотельное излучение). Температура поверхности реальной НЗ может быть неоднородной из-за анизотропной теплопроводности в сильном магнитном поле, и ее тепловое излучение может отличаться от чистого чернотельного излучения (например, [123]). Поэтому уравнение (18) следует рассматривать как феноменологическую модель, в которой T_{uv} является оценкой средней температуры поверхности, измеряемой в УФ-диапазоне, а R_{uv} может быть значительно меньше реального радиуса НЗ (дальнейшее обсуждение см. в разделе 4.4.2).

Была выбрана частота нормировки $\nu_0 = 10^{15}$ Гц (соответствующая $\lambda_0 = 3000 \text{ \AA}$). Использовалась частотная зависимость экстинкции A_{ν} из работы Гордона и др. [171]. Она нормировалась по значению экстинкции A_V в полосе V, при этом $A_V = 0.12$ принималось в качестве опорного значения (см. раздел 4.3.1.2). Тепловое слагаемое в уравнении (18) может быть записано в виде:

$$\left(\frac{R_{\text{uv}}}{d} \right)^2 \pi B_{\nu}(T_{\text{uv}}) = 7.2 \frac{(R_{10}/d_{260})^2 \nu_{15}^3}{\exp(h\nu/kT_{\text{uv}}) - 1} \text{ нЯн}, \quad (19)$$

где $R_{10} = R_{\text{uv}}/10$ км, $d_{260} = d/260$ пк и $\nu_{15} = \nu/10^{15}$ Гц. Модель (уравнение 18) имеет пять параметров. Однако в режиме Рэля-Джинса ($h\nu \ll kT_{\text{uv}}$) модельный спектр и значение χ^2 зависят от так называемого параметра Рэля-Джинса – $kT_{\text{uv}}(R_{\text{uv}}/d)^2$ [172], а не от T_{uv} и R_{uv}/d по отдельности. Поскольку параметр Рэля-Джинса сильно коррелирует с экстинкцией, модель подгонялась к пяти точкам данных при фиксированных значениях последней. При этом варьировались три параметра модели.

На Рис. 4.3 показан пример аппроксимации спектра моделью PL+BB при фиксированных значениях $A_V = 0.12$ и R_{10}/d_{260} . Наилучшим образом подобранная степенная спектральная компонента – $f_{\nu} = f_0 \nu_{15}^{\alpha}$ – падает с ростом частоты, например, $\alpha = -0.80 \pm 0.15$ при $A_V = 0.12$. Как видно из Рис. 4.4, наклон степенной компоненты слегка увеличивается с ростом экстинкции, однако в разумном интервале $0.05 \lesssim A_V \lesssim 0.2$ изменение наилучшего значения α меньше его статистической неопределенности на уровне 1σ .

Тепловая компонента доминирует в УФ-диапазоне при длинах волн $\lambda \lesssim 3000 \text{ \AA}$. С уче-

том того, что яркостная температура в режиме Рэля-Джинса пропорциональна $(d/R)^2$, показанная на Рис. 4.3 аппроксимация соответствует $kT_{\text{uv}} \sim 22 (d_{260}/R_{10})^2$ эВ. Таким образом, оценка яркостной температуры остается достаточно неопределенной, поскольку радиус эквивалентной излучающей сферы неизвестен. Дополнительная погрешность в определении температуры обусловлена неопределенностью экстинкции, хотя ее вклад существенно меньше. Как следует из Рис. 4.4, температура слабо возрастает с увеличением A_V . Дополнительные ограничения на температуру поверхности и тепловое излучение НЗ могут быть получены из анализа рентгеновского излучения, а также из совместной аппроксимации спектров в рентгеновском и УФ-ИК-диапазонах.

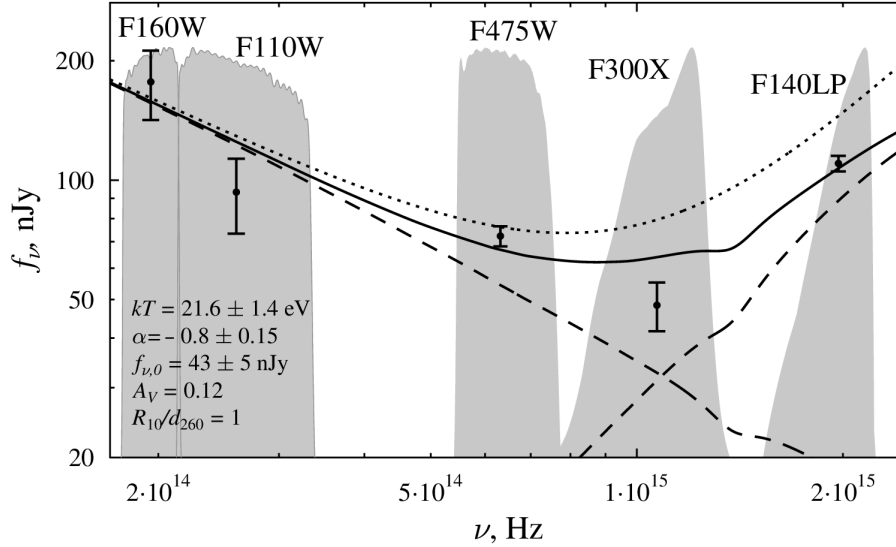


Рисунок 4.3: Спектр J2143 в УФ-ИК-диапазоне. Точки данных с планками погрешностей показывают измеренные средние плотности потока $\langle f_\nu \rangle$ со статистическими ошибками на уровне 1σ . Заштрихованные области показывают условно масштабированные функции пропускания системы с фильтрами. Сплошная линия показывает наилучшую аппроксимацию для модели PL+BB (см. уравнение (18)) для $A_V = 0.12$ при фиксированном $R_{10}/d_{260} = 1$. Штриховые линии показывают степенную и тепловую компоненты. Пунктирная линия показывает наилучшую аппроксимацию спектра, поправленную на поглощение.

4.3.2 Анализ данных XMM-Newton

4.3.2.1 Временной анализ.

Чтобы проверить возможное наличие переменности рентгеновских пульсаций J2143, подобное тому, о котором сообщалось в работе [151], был выполнен временной анализ данных камер EPIC. Из анализа были исключены данные, полученные во время наиболее сильной фоновой вспышки. Для детектора rp использовались одиночные и двойные события, а для детекторов MOS – события с паттернами 0–12 в диапазоне 0.15–2 кэВ, извлеченные из круговых областей радиусом $47''$ и $40''$ для детекторов rp и MOS соответственно.

Для анализа времен прихода фотонов, приведенных к барицентру Солнечной системы, применялся метод Фурье, не требующий биннинга данных. Подобный анализ описан

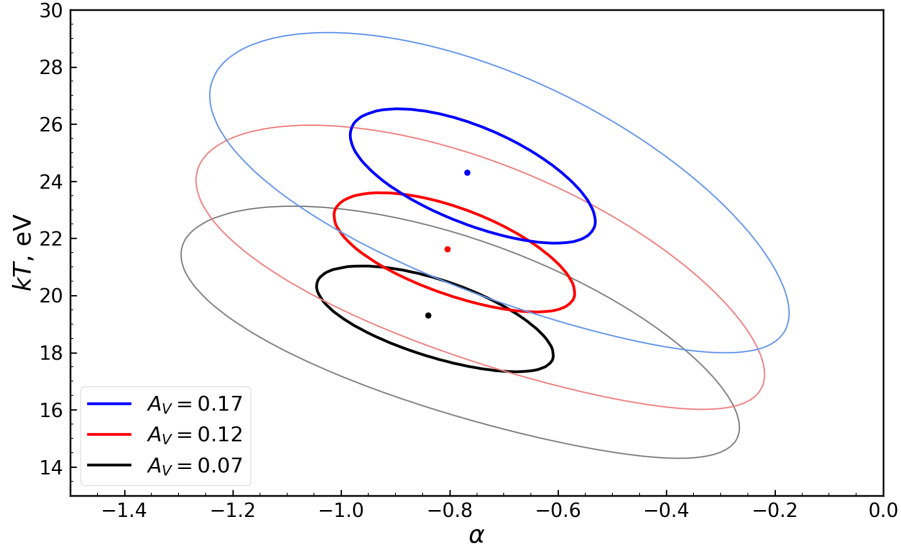


Рисунок 4.4: Доверительные контуры для параметров аппроксимации УФ-ИК-спектра моделью PL+BV (см. Рис. 4.3) на доверительных уровнях 68.3% и 99.7% в плоскости α - kT для $R_{10}/d_{260} = 1$ и при значениях экстинкции, указанных на рисунке.

в приложениях к работам [173] и [174]. В основе этого анализа лежит вычисление эмпирических коэффициентов Фурье:

$$a_k = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \cos 2\pi k \phi_i = s_k \cos 2\pi \psi_k, \quad (20)$$

$$b_k = \frac{2}{N} \sum_{i=1}^N \sin 2\pi k \phi_i = s_k \sin 2\pi \psi_k, \quad (21)$$

где s_k и ψ_k – амплитуда и фаза k -й гармоники, $\phi_i = \nu_{\text{trial}}(t_i - t_{\text{ref}})$, t_i – время прихода i -го фотона, t_{ref} – опорная эпоха и ν_{trial} – пробная частота. Эмпирическая частота сигнала ν – это пробная частота, при которой достигает максимума спектральная плотность мощности $Z_K^2 = (N/2) \sum_{k=1}^K s_k^2$, суммированная по статистически значимым гармоникам.

В данном случае оказалось, что гармоники с $k \geq 4$ не являются статистически значимыми (т.е. $K = 3$), и эмпирическая частота сигнала составила $\nu = 0.1060619(13)$ Гц. Это полностью согласуется с эфемеридами, полученными Богдановым и Хо [165] по наблюдениям 2004–2023 гг. Неопределенность частоты – $\sigma_\nu = 1.3 \times 10^{-6}$ Гц – была оценена по уравнению (A24) из работы [174].

В Таблице 4.3 приведены значения эмпирических Фурье-амплитуд и фаз, а также суммы мощностей Фурье для первых четырех гармоник на измеренной частоте. В верхней половине таблицы параметры Фурье рассчитаны по данным rp+MOS1&2 ($N=81654$ отсчета, охваченное время $T_{\text{span}} = 33.2$ кс), которые использовались для измерения частоты. Поскольку временное разрешение данных MOS слишком грубое для анализа гармоник с $k \geq 3$, в нижней половине таблицы приведены те же параметры Фурье, но рассчитанные

Таблица 4.3: Фурье-амплитуды, фазы и статистика Z_k^2 для первых четырех гармоник при $\nu = 0.1060619$

k	1	2	3	4
pn + MOS1&2				
s_k	0.0269(49)	0.0067(49)	0.0188(49)	0.0080(49)
ψ_k	0.076(29)	0.37(12)	0.230(42)	0.58(10)
Z_k^2	29.5	31.4	45.7	48.2
только pn				
s_k	0.0258(55)	0.0099(55)	0.0135(56)	0.0071(56)
ψ_k	0.060(34)	0.46(9)	0.219(65)	0.56(12)
Z_k^2	21.6	24.8	30.7	32.3

Числа в скобках обозначают неопределенности на уровне 1σ , соответствующие последним значащим цифрам. Неопределенности амплитуд и фаз оценивались как $\sigma_{s_k} = (2/N)^{1/2}$ и $\sigma_{\psi_k} = (2\pi s_k)^{-1}(2/N)^{-1/2}$, где N – число отсчетов [174].

только по данным pn ($N=64848$ отсчетов, $T_{\text{span}} = 31.3$ кс). Стоит обратить внимание, что в обоих случаях $s_3 > s_2$, т.е. мощность третьей гармоники больше, чем второй.

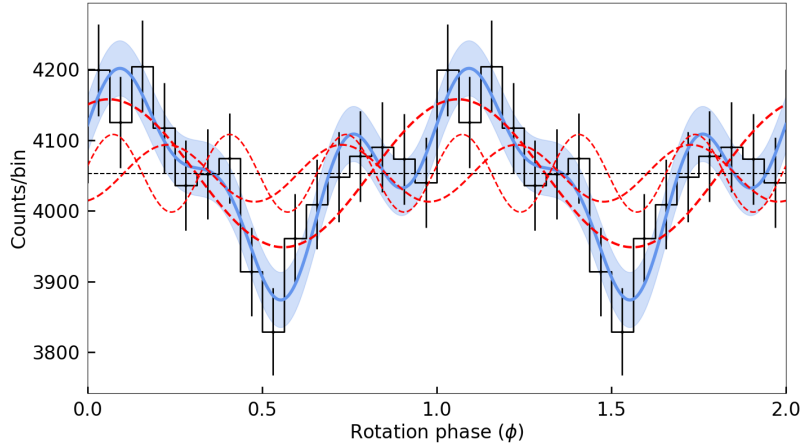


Рисунок 4.5: Пульсации J2143 с частотой $\nu = 0.1060619$ Гц в диапазоне 0.15–2 кэВ, полученные по данным EPIC-pn. Красные штриховые линии показывают гармоники Фурье с $k \leq 3$. Сплошная синяя линия соответствует их сумме, затененная область обозначает ее 68% неопределенность. Горизонтальная пунктирная линия на уровне 4053 отсч. бин $^{-1}$ показывает постоянную составляющую кривой блеска. Нулевая фаза соответствует эпохе MJD 60443.6296296 (TDB). Гистограмма демонстрирует более традиционный бинированный профиль с 16 бинами.

Мы использовали Фурье-амплитуды и фазы, полученные только по данным pn, чтобы построить свернутую кривую блеска (профиль импульса) J2143 (сплошная синяя кривая на Рис. 4.5). Полученный профиль очень похож на тот, который был найден Богдановым и Хо [165] по результатам множества наблюдений, включая возможные более слабые пики при $\Delta\phi \approx \pm 0.3$ относительно главного пика. Показанный на том же рисунке пример традиционной бинированной кривой блеска демонстрирует хорошее согласие с профилем, полученным без бинирования.

Фурье-амплитуды напрямую позволяют вычислить среднеквадратичную долю пульсирующего излучения, $p_{\text{rms}} = [\sum_k (s_k^2/2)]^{1/2}$ [173]. С учетом слагаемых с $k \leq 3$ мы получаем $p_{\text{rms}} = 2.2(4)\%$. С использованием бинированных и небинированных профилей импульса также вычисляются доли пульсирующего излучения по площади и по амплитуде – $p_{\text{area}} = 4.4(9)\%$ и $p_{\text{amp}} = 4.1(8)\%$. Их неопределенности оценивались с помощью моделирования методом Монте-Карло. Хотя интервал неопределенности на уровне 3σ допускает меньшее значение $p_{\text{amp}} = 2.5\%$, о котором сообщалось в работе [151] по наблюдениям eROSITA, наши результаты ближе к ранее опубликованному значению $p_{\text{amp}} \approx 4\%$, полученному на основе наблюдений XMM-Newton [161, 163]. Таким образом, статистически значимых изменений рентгеновских пульсаций J2143 в наблюдениях XMM-Newton обнаружено не было.

4.3.2.2 Спектральный анализ. Для исследования многоволнового излучения J2143 спектры, полученные детекторами EPIC в ходе наших одновременных наблюдений на XMM-Newton, анализировались как отдельно, так и совместно с УФ–ИК-данными. После удаления двух фоновых вспышек эффективное время экспозиции составило 27.3 и 23.5 кс для детекторов EPIC-rp и MOS1&2 соответственно. Анализ паттернов с использованием процедуры eplotplot показал лишь очень незначительное наложение⁵ для EPIC-rp.

Чтобы минимизировать эффекты неопределенностей калибровки, мы использовали только одиночные события для EPIC-rp. После применения процедуры eregionanalyse спектры источника для EPIC-rp и MOS1&2 были извлечены из круговых областей с радиусами 47'' и 40'' и паттернами 0 и 0–12 соответственно. Мы выбрали фоновые области на тех же чипах, на которых находился источник. В пределах диапазона энергий от 0.2 до 2 кэВ были получены следующие чистые скорости счета от источника: 1.767 ± 0.008 , 0.343 ± 0.004 и 0.313 ± 0.004 отсч. с^{-1} для EPIC-rp, MOS1 и MOS2 соответственно.

Для аппроксимации спектров использовался пакет XSPEC (версии 12.13.0). Межзвездное поглощение описывалось моделью tbabs с химическим составом из работы Вилмса и др. [107]. Анализ проводился в диапазоне 0.2–2 кэВ, так как на энергиях выше 2 кэВ отсчеты от источника не были обнаружены. Для сравнения с предыдущими результатами использовались одно- или двухкомпонентные модели чернотельного излучения (bbbodyrad в XSPEC). При необходимости в полную модель включалось до двух гауссовых линий

⁵Наложение (pile-up) возникает, когда источник настолько яркий, что вероятность того, что два или более рентгеновских фотона создадут зарядовые пакеты в одном пикселе или в соседних пикселях в течение одного цикла считывания (то есть одного кадра), становится существенной. В случае, если затрагивается один пиксель, это называется «photon pile-up», а если соседние – «pattern pile-up» (например, одиночные события складываются в двойные и т.д.). В случае наложения два или более события регистрируются как одно с энергией, равной сумме их энергий. Если это происходит достаточно часто, это приводит к тому, что спектр становится более жестким, поскольку наложившиеся мягкие события сдвигаются в область более высоких энергий. Это происходит, если сумма энергий не превышает порог отбраковки событий. Кроме того, наложение приводит к более или менее выраженному снижению числа отсчетов в центре изображения яркого источника, что вызывает снижение измеряемого потока.

поглощения (**gabs**).

Результаты аппроксимации представлены в Таблице 4.4. Они согласуются с результатами, полученными в предыдущих наблюдениях [161, 162, 163, 164]. Однокомпонентная модель черного тела без спектральных особенностей – 1BB0G – имеет значительные расхождения с данными вблизи 0.7 кэВ. При включении одной **gabs** компоненты (модель 1BB1G)

$$\text{gabs}(E) = \exp \left[-\frac{s}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left(-\frac{(E - E_c)^2}{2\sigma^2} \right) \right] \quad (22)$$

мы получаем лучшую аппроксимацию с примерно теми же температурой $kT \approx 106$ эВ и радиусом $R \approx 1.5d_{260}$ км. Линия поглощения центрирована на энергии $E_c = 0.74$ кэВ. Ее ширина ($\sigma \sim 4\text{--}33$ эВ) определена с довольно большой неопределенностью и меньше энергетического разрешения детекторов EPIC. Третий параметр модели **gabs** – s (в XSPEC называемый «глубиной», *depth*) – пропорционален оптической толще τ в центре линии: $s \equiv (2\pi)^{1/2}\sigma\tau$. При $\tau \lesssim 1$ он близок к эквивалентной ширине линии. Контурь доверительных областей на плоскости s – σ показывают, что $s \sim 15\text{--}20$ эВ ($\tau \sim 0.1\text{--}1$) для более реалистичных значений $\sigma \sim 8\text{--}33$ эВ. Однако s может достигать ~ 48 эВ при очень малых $\sigma \sim 4$ эВ.

Добавление второй линии **gabs** (модель 1BB2G), предложенное в работе [162], немного улучшает качество аппроксимации. Однако оно не оказывает существенного влияния на свойства тепловой компоненты и линии на энергии 0.74 кэВ. Вторая линия центрирована на энергии около ~ 0.4 кэВ, а ее параметры σ и s еще меньше, чем у линии на энергии 0.74 кэВ.

Вслед за авторами работы [164], предположившими наличие второй, более холодной чернотельной компоненты, мы также рассмотрели модели с двумя тепловыми компонентами и линиями поглощения (модели 2BB1G и 2BB2G). Однако аппроксимация в рамках этих моделей оказывается весьма неустойчивой, а оценки некоторых параметров – сильно неопределенными. В частности, радиусы второй компоненты принимают нереалистично большие значения (особенно в модели 2BB1G). Это указывает на то, что сопутствующие параметры подгонки (например, завышенные значения N_H) могут быть недостоверными. Очевидно, что подобные модели избыточны по числу параметров для имеющегося числа зарегистрированных фотонов и столь узкого энергетического диапазона.

Было обнаружено, что для каждой из рассмотренных моделей наблюдаемый поток практически одинаков и составляет $F_{0.2\text{--}2\text{кэВ}} \simeq 2.8 \times 10^{-12}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ с относительной неопределенностью около 1.4%. Это значение согласуется с предыдущими измерениями рентгеновского потока, также как и соответствующие спектральные параметры. Таким образом, поток и спектральные свойства J2143 в эпоху наших наблюдений согласуются с результатами предыдущих 20 лет наблюдений XMM-Newton.

Таблица 4.4: Аппроксимации рентгеновских и рентгеновских + УФ-ИК данных

	1VB0G	1VB1G	1VB2G	2VB1G	2VB2G	2VB1G+PL	2VB2G+PL
N_{H} (10^{20} см^{-2})	2.0 ± 0.2	2.1 ± 0.2	1.9 ± 0.2	$9.0^{+2.5}_{-1.5}$	$8.5^{+2.1}_{-1.8}$	2.6 ± 0.5	$3.5^{+0.5}_{-0.8}$
kT_{hot} (эВ)	105.9 ± 0.5	106.5 ± 0.5	106.1 ± 0.5	100 ± 2	101 ± 2	105.9 ± 1.3	105.2 ± 0.5
R_{hot}/d_{260} (км)	1.52 ± 0.03	1.52 ± 0.03	1.53 ± 0.03	2.2 ± 0.2	2.1 ± 0.3	$1.56^{+0.11}_{-0.12}$	$1.62^{+0.03}_{-0.04}$
L_{hot}/d_{260}^2 ($10^{31} \text{ эрг с}^{-1}$)	3.7	3.8	3.8	6.3	6.0	4.0	4.1
kT_{cold} (эВ)	...	...	...	29 ± 2	33^{+4}_{-3}	38^{+4}_{-6}	48^{+3}_{-8}
R_{cold}/d_{260} (км)	...	...	...	160^{+150}_{-80}	70^{+100}_{-40}	$6.4^{+0.6}_{-0.5}$	5.9 ± 0.4
$L_{\text{cold}}/d_{260}^2$ ($10^{31} \text{ эрг с}^{-1}$)	...	...	...	230	80	1.1	2.3
E_{c1} (эВ)	...	740 ± 8	739 ± 8	753 ± 7	752 ± 7	741 ± 7	741 ± 7
σ_1 (эВ)	...	19^{+14}_{-15}	22^{+13}_{-17}	50^{+16}_{-12}	43 ± 18	22^{+12}_{-18}	23^{+13}_{-19}
s_1 (эВ)	...	18^{+30}_{-3}	19^{+15}_{-3}	35^{+11}_{-7}	30 ± 10	19^{+23}_{-3}	18^{+55}_{-2}
E_{c2} (эВ)	...	...	400 ± 11	...	392 ± 17	...	403 ± 10
σ_2 (эВ)	...	...	5^{+18}_{-4}	...	< 25	...	10^{+20}_{-9}
s_2 (эВ)	...	...	$9^{+?}_{-3}$	...	$16^{+?}_{-12}$	...	$10^{+?}_{-4}$
$A_V = 0.035 N_{\text{H},20}$	...	...	...	...	...	0.09 ± 0.05	0.12 ± 0.03
α	...	...	...	...	...	-0.78 ± 0.16	-0.74 ± 0.15
f_{ν_0} (нЯн)	...	...	...	...	...	44 ± 7	46 ± 6
$L_{1-10 \text{ эВ}}/d_{260}^2$ ($10^{28} \text{ эрг с}^{-1}$)	...	...	...	...	...	0.8	0.8
C_{mos1}	1.113 ± 0.015	1.109 ± 0.015	1.113 ± 0.015	1.107 ± 0.015	1.108 ± 0.015	1.109 ± 0.015	1.110 ± 0.014
C_{mos2}	1.152 ± 0.016	1.153 ± 0.016	1.156 ± 0.016	1.151 ± 0.016	1.152 ± 0.016	1.153 ± 0.016	1.154 ± 0.016
χ^2_{ν} [dof]	1.82 [103]	1.27 [100]	1.15 [97]	1.15 [98]	1.15 [95]	1.32 [101]	1.22 [98]

Аббревиатура mVBnG обозначает модель с m аддитивными чернотельными компонентами и n мультипликативными gabs-компонентами, описывающими линии поглощения. В моделях 2VBnG+PL добавлена дополнительная степенная компонента в УФ-ИК-диапазоне. Каждая чернотельная компонента характеризуется температурой kT , радиусом эквивалентной излучающей сферы R и болометрической светимостью $L = 4\pi\sigma R^2 T^4$ для предполагаемого расстояния $d = 260$ пк. Радиусы рассчитаны из нормировки чернотельной компоненты $K_{\text{BV}} = R_{\text{km}}^2/d_{10 \text{ кpc}}^2$. i -я gabs-компонента характеризуется центральной энергией E_{ci} , гауссовой шириной σ_i и «глубиной» s_i (см. Уравнение (22)). Для степенной компоненты $f_{\nu} = f_0(\nu/\nu_0)^{\alpha} 10^{-0.4 A_V}$ оптическое поглощение предполагалось связанным с колонковой плотностью водорода: $A_V = 0.035 N_{\text{H},20}$ [113]. Для нее была выбрана опорная частота $\nu_0 = 10^{15}$ Гц ($h\nu_0 = 4.14$ эВ), а также рассчитана светимость в УФ-ИК-диапазоне $L_{1-10 \text{ эВ}}$. Коэффициенты C_{mos1} и C_{mos2} являются дополнительными нормировочными множителями для скоростей счета детекторов MOS относительно нормировки рп. Последняя строка приводит минимальные редуцированные значения χ^2 и число степеней свободы ν . Неопределенности приведены на уровне 68%.

4.3.3 Совместная аппроксимация данных HST и XMM-Newton

Предполагая, что одни и те же две тепловые компоненты могут вносить вклад в поток как в рентгеновском, так и в УФ-ИК-диапазонах, мы добавили степенную компоненту в УФ-ИК-диапазоне к моделям 2BB1G и 2BB2G и выполнили подгонку объединенных моделей в энергетическом диапазоне от 0.5 эВ до 2 кэВ. Наилучшие параметры аппроксимации для этих моделей приведены в двух последних столбцах Таблицы 4.4, а спектральная плотность потока f_ν и распределение энергии по спектру (SED) νf_ν показаны на Рис. 4.6 и 4.7 соответственно. Благодаря включению УФ-ИК-данных параметры холодной чернотельной компоненты (BB_{cold}) оказываются значительно лучше ограниченными, чем при аппроксимации только рентгеновских спектров. В отличие от анализа, основанного лишь на УФ-ИК-данных, который дает только яркостную температуру, пропорциональную $(d/R)^2$, наилучшие значения температур в совместных аппроксимациях определяются как из рэлей–джинсовской, так и из виновской частей тепловых спектров. Это позволяет независимо определить отношение R/d и температуру, не смотря на корреляцию между этими параметрами.

Параметры горячей чернотельной компоненты (BB_{hot}) и линий поглощения в совместных аппроксимациях рентгеновских и УФ-ИК-спектров близки к результатам, полученным для моделей 1BBnG по одним рентгеновским данным, и составляют: $kT_{\text{hot}} \approx 105\text{--}106$ эВ, $R_{\text{hot}}/d_{260} \approx 1.5\text{--}1.6$ км, $E_{c1} \approx 0.73\text{--}0.75$ кэВ, $E_{c2} \approx 0.39\text{--}0.41$ кэВ и т. д. При этом радиус для холодной компоненты – $R_{\text{cold}}/d_{260} \approx 5.5\text{--}7$ км – оказывается значительно меньше, а ее температура – $kT_{\text{cold}} \approx 30\text{--}50$ эВ – существенно выше по сравнению с соответствующими параметрами моделей 2BBnG, полученными только по рентгеновскому спектру.

Из Рис. 4.6 и 4.7 видно, что в дальнем УФ-диапазоне доминирует компонента BB_{cold} . Однако BB_{hot} и степенная компонента также вносят вклад, каждая на уровне $\sim 10\%$. Наклон степенной компоненты, которая доминирует в оптическом и ИК-диапазонах ($-0.9 \lesssim \alpha \lesssim -0.6$) очень близок к наклону, полученному при аппроксимации данных в УФ-ИК-диапазоне отдельно моделью PL+BB. Таким образом, было показано, что феноменологические модели 2BBnG+PL для объединенного спектра от ИК- до рентгеновского диапазона обеспечивают удовлетворительное описание наблюдений с физически разумными значениями параметров. Эти параметры ограничены значительно лучше, чем при раздельном анализе УФ-ИК- и рентгеновских данных. Модель 2BB2G+PL описывает данные несколько лучше, чем 2BB1G+PL. Это можно рассматривать как обоснование наличия дополнительной спектральной особенности при $E \approx 0.4$ кэВ.

4.4 Результаты

Наши наблюдения с помощью HST показали, что наблюдаемый широкополосный УФ-ИК-спектр J2143 может быть описан как сумма тепловой компоненты, доминирующей в УФ-диапазоне, и степенной компоненты, доминирующей в ближнем ИК- и оптическом

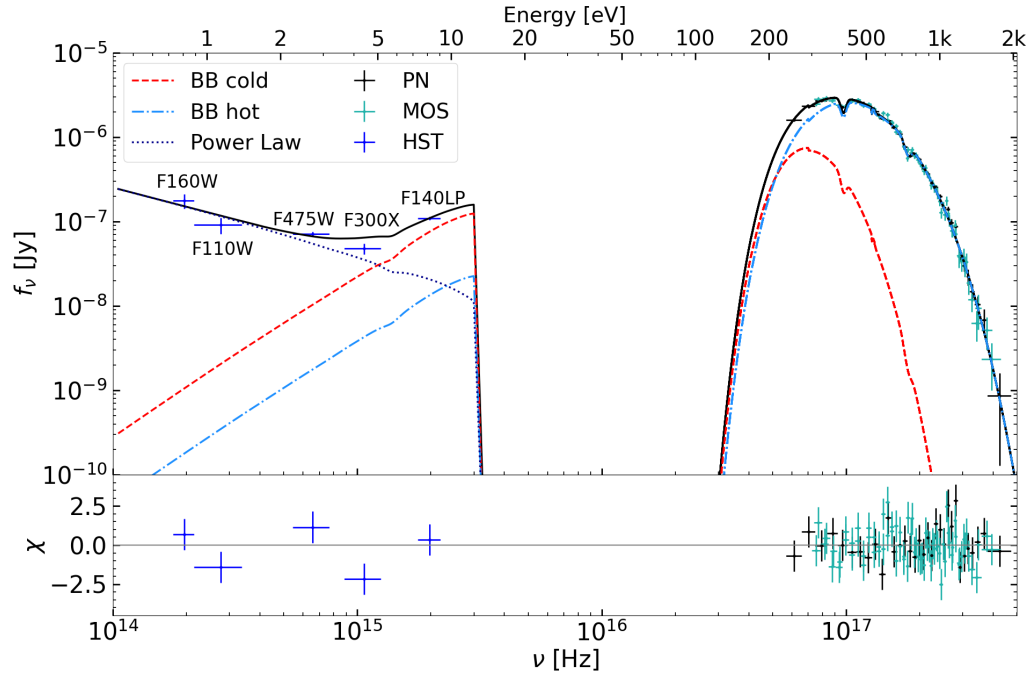


Рисунок 4.6: Восстановленный спектр J2143, полученный с помощью XMM-Newton EPIC и HST, в сравнении с наилучшей аппроксимацией моделью 2BB2G+PL, которая включает межзвездное поглощение, компоненты BB_{hot} и BB_{cold}, две абсорбционные особенности в мягком рентгеновском диапазоне, а также степенную компоненту в УФ-ИК-диапазоне. Параметры аппроксимации приведены в таблице 4.4. На нижней панели показаны невязки аппроксимации, определенные как $\chi = (\text{данные} - \text{модель}) / \text{неопределенность}$.

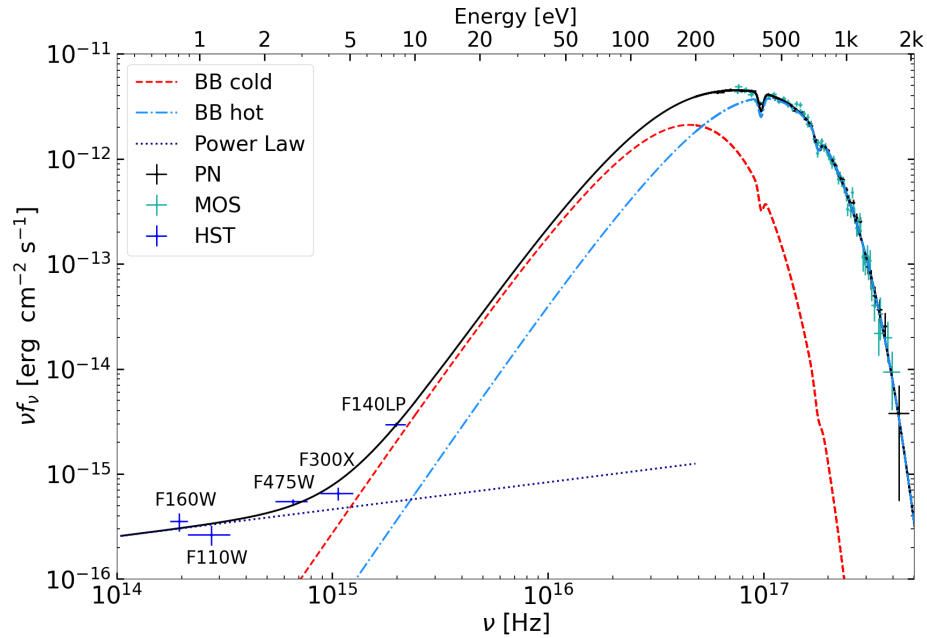


Рисунок 4.7: Спектральное распределение энергии излучения от ближнего ИК- до рентгеновского диапазона для той же модели, что и на Рис. 4.6

диапазонах (см. Рис. 4.3). Такой двухкомпонентный УФ-ИК-спектр сильно напоминает спектры RPP среднего возраста, однако ранее он не был однозначно обнаружен у XTINS. Ниже тепловая и степенная компоненты обсуждаются с учетом данных одновременных рентгеновских наблюдений.

4.4.1 Нетепловое излучение в УФ-ИК-диапазоне

Наблюдения на HST в пяти спектральных полосах позволили нам обнаружить компоненту со спектром степенного типа $f_\nu = f_0(\nu/\nu_0)^\alpha$ с нормировкой $f_0 = 40\text{--}50$ нЯн на частоте $\nu_0 = 10^{15}$ Гц и наклоном $-\alpha = 0.6\text{--}1.0$. Это напоминает нетепловые компоненты, обнаруженные в УФ-ИК-излучении нескольких средневозрастных RPP. Они имеют наклон спектра в диапазоне $-0.5 \lesssim \alpha \lesssim -0.1$ и типичные светимости $L_{1-10\text{эВ}}^{\text{nonth}} \equiv 4\pi d^2 F_{1-10\text{эВ}}^{\text{nonth}} \sim (2\text{--}7) \times 10^{28}$ эрг с^{-1} , где $F_{1-10\text{эВ}}^{\text{nonth}}$ – поправленный на поглощение поток в диапазоне 1–10 эВ. Эти компоненты обычно интерпретируются как излучение релятивистских частиц в магнитосфере, подпитываемое потерями вращательной энергии пульсара $\dot{E}$. Доля $\dot{E}$, преобразуемая в УФ-ИК-излучение, характеризуется эффективностью $\eta_{1-10\text{эВ}} \equiv L_{1-10\text{эВ}}^{\text{nonth}}/\dot{E} \sim (0.5\text{--}5) \times 10^{-6}$.

В случае J2143 поток от степенной компоненты в УФ-ИК-диапазоне и соответствующие светимость и эффективность составляют:

$$F_{1-10\text{эВ}}^{\text{PL}} = (8 - 11) \times 10^{-16} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad (23)$$

$$L_{1-10\text{эВ}}^{\text{PL}} = (6 - 9) \times 10^{27} d_{260}^2 \text{ эрг с}^{-1}, \quad (24)$$

$$\eta_{1-10\text{эВ}}^{\text{PL}} = (3 - 5) \times 10^{-3} d_{260}^2; \quad (25)$$

То есть светимость J2143 ниже, чем у средневозрастных RPP, а эффективность намного выше.

У J2143 не наблюдается нетеплового излучения в рентгеновском и гамма-диапазонах в отличие от RPP. В работе [175] был получен верхний предел на поток в диапазоне 2–4 кэВ – 7.4×10^{-16} эрг $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Он лежит ниже экстраполяции степенного УФ-ИК-спектра с наклоном $\alpha = -0.8$. Возможно, что нетепловой спектр становится более крутым с ростом энергии, как это наблюдается у RPP среднего возраста. Однако обнаружение в рентгеновском диапазоне было бы затруднительно даже при очень глубоких наблюдениях.

Различия между предполагаемым магнитосферным излучением J2143 и излучением RPP среднего возраста могут быть связаны с более длинным периодом вращения и меньшей скоростью потери энергии вращения у первого. Это может приводить к меньшему числу частиц, ускоряемых до высоких энергий, и большему числу частиц (и испускаемых фотонов) с более низкими энергиями. Однако одной лишь низкой скорости потери энергии вращения недостаточно, чтобы объяснить отсутствие у J2143 нетеплового рентгеновского и радиоизлучения. Эффективность радиоизлучения, напротив, возрастает при уменьшении темпа потери энергии вращения [8], а очень старые пульсары с сопостави-

мо низкой скоростью потери энергии вращения демонстрируют обнаружимые нетепловые компоненты рентгеновского излучения [39]. С другой стороны, влияние длинного периода может компенсироваться более сильным магнитным полем, которое должно способствовать ускорению частиц. Хотя реальный механизм излучения в УФ-ИК-диапазоне остается неизвестным, возможно, что J2143 представляет собой менее мощный аналог обычных средневозрастных RPP с сильным магнитным полем, а его нетепловое рентгеновское излучение просто лежит ниже порога обнаружения. Отсутствие гамма-излучения у J2143 можно объяснить низким темпом потери энергии вращения, тогда как кажущееся отсутствие наблюдаемого радиоизлучения [176] может быть связано с неблагоприятной ориентацией осей вращения и магнитного поля или с чрезвычайно слабой интенсивностью радиоизлучения.

Стоит отметить, что в некоторых отношениях степенная компонента в УФ-ИК-диапазоне у J2143 напоминает компоненту со спектральным наклоном $\alpha = -0.96 \pm 0.02$, которая была обнаружена с помощью JWST у магнетара 4U 0142+61 [177]. Если источником энергии этого излучения является замедление вращения НЗ, то эффективность в ИК-диапазоне достигает $\eta_{1.4-11 \text{ мкм}} \approx 0.6(d/3.6 \text{ кпк})^2$. Таким образом, с точки зрения эффективности J2143 может представлять собой промежуточный объект между обычными RPP и магнетарами. Однако следует подчеркнуть, что источником энергии излучения магнетара в УФ-ИК-диапазоне может быть механизм, отличный от потерь вращательной энергии. В этом случае приведенная выше эффективность теряет физический смысл.

В принципе, степенная компонента в УФ-ИК-излучении J2143 может быть обусловлена необычной пульсарной туманностью, которая не проявляется за пределами этого диапазона. В пользу такой интерпретации могло бы свидетельствовать наличие протяженного излучения вокруг точечного источника, которое, возможно, наблюдается в двух фильтрах ближнего ИК-диапазона. Проверить это предположение можно было бы путем поиска пульсаций в УФ-ИК-диапазоне, однако такая задача практически неосуществима на современных инструментах из-за низкой яркости J2143 в этой области.

Еще одна возможность заключается в том, что степенная компонента в УФ-ИК-диапазоне $f_\nu \propto \nu^\alpha$ излучается диском обратного падения. Температура такого диска убывает по мере удаления от центра $T \propto r^{-\beta}$, где $\beta = 2/(3 - \alpha)$ (например, $\beta = 0.526$ для $\alpha = -0.8$), см., например, [158] и [177]. Эту гипотезу можно проверить с помощью наблюдений в ИК-диапазоне на больших длинах волн.

Чтобы установить истинную природу обнаруженной степенной компоненты излучения в УФ-ИК-диапазоне, разумеется, крайне важно понять, насколько распространено такое излучение среди XTINS (и, возможно, среди RPP с сильными магнитными полями и аналогичными свойствами). Косвенные свидетельства в пользу наличия такого излучения дают результаты работы K+11, где по результатам наблюдений пяти XTINS на HST в двух полосах были обнаружены наклоны спектра, отличные от рэлей-джинсовского значения $\alpha = 2$. Указания на нетепловое излучение упоминались также в работе [178] при

анализе спектра необычного XTINS RX J0720.4–3125 в оптическом и УФ-диапазонах, однако иные интерпретации не были исключены из-за отсутствия глубоких наблюдений в ближнем ИК-диапазоне. Наконец, плотности потока J0806, измеренные в работах K+11 в фильтрах F140LP и F475W и Посселт и др. [159] в фильтре F160W, согласуются с моделью, представляющей собой сумму тепловой и степенной компонент. Однако для этого объекта оказалось трудно разделить вклад точечного источника и обнаруженного мелко-масштабного протяженного излучения в ближнем ИК-диапазоне. Таким образом, наличие степенной компоненты у других XTINS в УФ-ИК-диапазоне в настоящее время остается неясным.

Что касается нетепловой рентгеновской компоненты, единственной XTINS, у которой, по всей видимости, было обнаружено такое излучение, является самая яркая – J1856. Она была тщательно исследована с помощью нескольких рентгеновских обсерваторий. Де Грандис и др. [179] собрали 1.43 Мс чистых данных с XMM-Newton и NICER, аппроксимировали рентгеновский спектр с помощью модели 2BB+PL и обнаружили степенную компоненту с фотонным индексом $\Gamma = 1.4_{-0.4}^{+0.5}$ (т.е., $\alpha = -0.4_{-0.6}^{+0.4}$), которая доминирует при $E \gtrsim 1.5$ кэВ. Поток от этой компоненты в диапазоне 2–8 кэВ соответствует эффективности $\eta_{2-8 \text{ кэВ}} \sim 10^{-3}$. Если предположить схожую эффективность для J2143, то соответствующий нетепловой поток был бы $F_{2-8 \text{ кэВ}} \sim 2.5 \times 10^{-16} \eta_{-3} d_{260}^{-2}$ эрг см⁻² с⁻¹. Это лежит ниже ограничений, полученных авторами работы [175] на поток в диапазоне 4–8 кэВ. Для $\alpha = -0.4$ такой поток соответствует $f_\nu \sim 3 \times 10^{-11} \eta_{-3} d_{260}^{-2}$ Ян и $\nu f_\nu \sim 0.8 \times 10^{-16} \eta_{-3} d_{260}^{-2}$ эрг см⁻² с⁻¹ на энергии $E = 1$ кэВ. При $\eta_{-3} = 1$ и $d_{260} = 1$ эти значения лежат за пределами областей, показанных на Рис. 4.6 и 4.7. То есть такая нетепловая компонента с трудом обнаружима не только у J2143, но и у других XTINS. Это означает, что J1856 пока остается единственной XTINS, для которой можно изучать связь между нетепловым излучением в УФ-ИК- и рентгеновском диапазонах. Однако до сих пор не проводилось глубоких наблюдений этого объекта на длинах волн $\lambda \gtrsim 6000 \text{ \AA}$.

4.4.2 Тепловое излучение

В результате аппроксимации спектра J2143 в УФ-ИК-диапазоне моделью, представляющей собой сумму степенной и тепловой чернотельной компонент (см. уравнение 18 и Рис. 4.3), яркостная температура в УФ-диапазоне была оценена как $kT_{\text{uv}} \sim (15-25)(d_{260}/R_{10})^2$ эВ. Здесь R_{10} – радиус эквивалентной излучающей сферы в УФ-диапазоне (R_{uv}), выраженный в единицах 10 км. Следует отметить, что даже если УФ-излучение исходит от равномерно нагретой поверхности НЗ, R_{uv} может отличаться от радиуса НЗ. Это обусловлено тем, что спектр теплового излучения может отличаться от спектра абсолютно черного тела: $B_\nu(T) \rightarrow \varepsilon_\nu B_\nu(T)$ (где $\varepsilon_\nu \lesssim 1$). Это соответствует $R_{\text{uv}} \sim \varepsilon_{\text{uv}}^{1/2} R_{\text{НЗ}}$, где ε_{uv} – характеристическая нормированная излучательная способность в УФ-диапазоне. Поскольку реальные значения $\varepsilon_{\text{uv}} R_{\text{НЗ}}/d$ неизвестны, не представляется возможным надежно оценить температуру поверхности НЗ только по наблюдениям в УФ-ИК-диапазоне.

Температуру можно определить более надежно, если включить в анализ рентгеновские данные. Это позволяет отдельно измерить эффективную температуру и отношение R/d . При аппроксимации рентгеновского спектра моделью черного тела с одной или двумя линиями поглощения (модели 1BB1G и 1BB2G в таблице 4.4) мы находим цветовую температуру $kT_{\text{hot}} \approx 106$ эВ и радиус эквивалентной излучающей сферы $R_{\text{hot}} \approx 1.5d_{260}$ км. Экстраполяция данной модели в УФ-диапазон дает поток примерно в 10 раз ниже наблюдаемого. Следовательно, многоволновой тепловой спектр не может быть описан однокомпонентной чернотельной моделью (как и в случае других XTINS). Это расхождение может быть обусловлено двумя факторами: неоднородностью температуры поверхности НЗ и отличием реального теплового спектра от спектра абсолютно черного тела.

Неоднородность температуры может быть обусловлена анизотропным переносом тепла из горячих недр НЗ в сильном магнитном поле, характерном для XTINS [114]. Распределение температуры зависит от неизвестной геометрии магнитного поля НЗ (см., например, [180]), однако, по крайней мере для некоторых конфигураций, тепловой спектр излучения может быть аппроксимирован суммой двух чернотельных компонент [115]. Такие модели использовались при спектральной аппроксимации XTINS, а также RPP (например, [155, 181]).

Применяя этот подход к комбинированным УФ-ИК- и рентгеновским данным, мы аппроксимировали многоволновой спектр с использованием моделей 2BB1G+PL и 2BB2G+PL. При этом предполагалось, что более холодная ВВ-компонента описывает как мягкую рентгеновскую, так и УФ часть спектра. Наилучшая аппроксимация моделью 2BB2G+PL дает $kT_{\text{cold}} \approx 40\text{--}50$ эВ, $R_{\text{cold}} \sim 6d_{260}$ км и $L_{\text{cold}} \sim 2 \times 10^{31} d_{260}^2$ эрг с⁻¹. Полученное значение kT_{cold} находится в диапазоне 40–70 эВ, который соответствует значениям для RPP схожего возраста (см. Таблицу 3.4). Оно немного ниже, чем $kT_{\text{uv}} \approx 60$ эВ, которое мы бы получили используя модель ВВ+PL для аппроксимации УФ-ИК-спектра при $R_{\text{uv}} = R_{\text{cold}}$ (то есть $R_{10} = 0.6d_{260}$) и $A_V = 0.12$ (см. Рис. 4.3 и 4.4). Причина этого заключается в дополнительном вкладе рэлей-джинсовского хвоста ВВ_{hot} компоненты в фильтре F140LP, составляющем $\sim 10\%$ от общего потока в этом диапазоне, что сопоставимо с вкладом степенной компоненты (см. Рис. 4.6 и 4.7). Радиус R_{cold} меньше ожидаемого радиуса НЗ, если только объект не находится на нереалистично большом расстоянии – $d \sim 600\text{--}700$ пк. Это предполагает пониженную среднюю излучательную способность в диапазоне от дальнего УФ до мягких рентгеновских лучей, а также отличие спектра поверхностного излучения от чистой модели абсолютно черного тела. Боллометрическая светимость компоненты ВВ_{cold} сопоставима с таковой для средневозрастных RPP, у которых также наблюдается радиус R_{cold} меньше ожидаемого радиуса НЗ.

В отличие от RPP среднего возраста, у которых компонента ВВ_{hot} обычно доминирует в диапазоне $\sim 0.5\text{--}1.5$ кэВ, у J2143 она доминирует во всем мягком рентгеновском диапазоне (0.2–2.0 кэВ), в котором источник детектируется с помощью XMM-Newton (см. Рис. 4.7). Соотношение $T_{\text{hot}}/T_{\text{cold}} \approx 2.2$ типично для средневозрастных RPP, однако соотношение

$R_{\text{hot}}/R_{\text{cold}} \sim 0.28$ в 3–7 раза больше, чем $R_{\text{hot}}/R_{\text{cold}} \sim 0.04\text{--}0.08$ для RPP среднего возраста. В отличие от средневозрастных RPP, светимость $L_{\text{hot}} \sim 4 \times 10^{31} d_{260}^2$ эрг с^{-1} превышает L_{cold} .

Кроме того, L_{hot} превышает скорость потери энергии вращения $\dot{E} = 2.0 \times 10^{30}$ эрг с^{-1} при любом разумном расстоянии. Это означает, что горячая область на поверхности J2143 обусловлена анизотропным переносом тепла, а не нагревом полярных шалок релятивистскими частицами, оседающими из магнитосферы.

Нужно напомнить, что модель $\text{BV}_{\text{cold}} + \text{BV}_{\text{hot}}$ является упрощенным описанием теплового излучения с поверхности НЗ, истинная природа которого еще не полностью ясна. Например, некоторые свойства многоволнового излучения XTINS (такие как оптический избыток, см. раздел 4.1.1) могут быть объяснены наличием водородной или гелиевой атмосферы в наружных слоях НЗ [156]. Однако доступные модели не могут объяснить все наблюдаемые свойства XTINS и средневозрастных RPP. Как минимум это справедливо для моделей оптически толстых атмосфер, состоящих из легких элементов. Даже если аппроксимация такой моделью статистически приемлема, она зачастую требует нереалистично высокого отношения R/d или напряженности магнитного поля, не согласующейся с другими оценками. Кроме того, подобные модели не объясняют наблюдаемые абсорбционные особенности в рентгеновском диапазоне (например, [128, 130]). Модели оптически тонкой водородной атмосферы над твердой поверхностью НЗ позволяют описать многоволновые спектры некоторых XTINS [119], однако они требуют узкого диапазона толщины атмосферы, т.е. тонкой подстройки параметров модели.

Более правдоподобна гипотеза, согласно которой поверхности НЗ с сильными магнитными полями находятся в конденсированном (твердом или жидком) состоянии при относительно низких температурах, характерных для XTINS и не слишком молодых RPP (например, [121]). Кроме того, они, вероятно, обладают неоднородным распределением температуры по поверхности. Тепловые рентгеновские спектры конденсированных поверхностей НЗ близки к чернотельным, но характеризуются пониженной локальной излучательной способностью (например, [123, 157]). В рентгеновском диапазоне ее частотная зависимость достаточно сложна и включает широкие абсорбционные особенности, центральные энергии и ширины которых зависят от направления и величины локального магнитного поля. Из-за неоднородности магнитного поля и вращения звезды эти особенности сглаживаются, и наблюдаемый спектр в целом соответствует планковскому с эффективной излучательной способностью $f_{\nu}^{\text{unabs}} \sim \pi (R_{\text{NS}}/d)^2 \varepsilon_X B_{\nu}(T)$. Таким образом, видимый радиус составляет $\sim \varepsilon_X^{1/2} R_{\text{NS}}$, где $\varepsilon_X < 1$. Предположение о том, что одному и тому же радиусу R_{cold} в моделях 2BVnG соответствуют как рентгеновская, так и УФ-часть спектра, подразумевает, что $\varepsilon_X \approx \varepsilon_{\text{uv}}$. Спектральные особенности на 0.74 кэВ и (возможно) 0.4 кэВ могут быть связаны с двумя провалами в спектре излучения конденсированной поверхности, положения которых зависят как от магнитного поля, так и от плотности и химического состава конденсированного вещества.

Приведенное выше обсуждение основано на усредненных по фазе спектрах тепловой компоненты. Дополнительную информацию, в частности о распределении температуры по поверхности НЗ, позволяют получить анализ рентгеновских профилей импульсов и разрешенная по фазе спектроскопия.

Стоит отметить, что трехпиковая структура профиля импульса в диапазоне 0.15–2 кэВ, показанная на рис. 4.5, не согласуется с моделями внутреннего нагрева поверхности НЗ с центрированным дипольным магнитным полем (см., например, [117] и ссылки в этой статье). Относительно низкая доля пульсирующего излучения $\approx 4\%$ (что, однако, больше, чем $\approx 1.2\%$ для J1856), может быть связана, например, с тем, что ось вращения J2143 близка к лучу зрения. Однако угол наблюдения практически невозможно оценить без детального моделирования.

4.5 Заключение

Широкополосный УФ-ИК-спектр J2143, полученный по нашим наблюдениям на HST в пяти полосах, характеризуется доминированием тепловой рэлей-джинсовской компоненты в УФ-диапазоне и степенной компоненты в ближнем ИК- и оптическом диапазонах. Это характерно для спектров пульсаров среднего возраста.

Плотность потока в ближнем ИК- и оптическом диапазонах, скорректированная с учетом межзвездного поглощения при правдоподобном значении коэффициента экстинкции в полосе V ($A_V = 0.12$) может быть описана степенной моделью $f_\nu^{\text{nonth}} = f_0(\nu/\nu_0)^\alpha$ с наклоном $\alpha \sim -0.8$ и нормировкой $f_0 \sim 45$ нЯн на частоте $\nu_0 = 10^{15}$ Гц. Светимость этой компоненты в УФ-ИК-диапазоне составляет $L_{1-10\text{эВ}}^{\text{nonth}} \sim 7 \times 10^{27}$ эрг с^{-1} для правдоподобного расстояния $d = 260$ пк, оцененного по трехмерным картам межзвездного поглощения и величине поглощения в рентгеновском диапазоне. Если источником энергии этого излучения является потеря вращательной энергии пульсара, то такая светимость соответствует очень высокой эффективности преобразования энергии вращения в УФ-ИК-излучение: $\eta_{1-10\text{эВ}} \sim 4 \times 10^{-3}$.

Тепловая УФ-компонента $f_\nu^{\text{therm}} \propto \nu^2$ — является рэлей-джинсовским хвостом спектра, напоминающего планковский. Наблюдения в УФ-ИК-диапазоне позволяют сделать оценку эффективной температуры — $kT_{\text{uv}} \sim 20d_{260}^2(R_{\text{uv}}/10 \text{ км})^{-2}$ эВ — достаточно неопределенную, из-за неизвестного эффективного размера излучающей области. Температуру можно лучше ограничить на основе совместного анализа УФ-ИК- и рентгеновских спектров, тепловая часть которых может быть описана суммой двух чернотельных компонент — $\text{BB}_{\text{hot}} + \text{BB}_{\text{cold}}$. Их параметры составляют: $kT_{\text{hot}} \sim 106$ эВ, $R_{\text{hot}} \sim 1.5d_{260}$ км, $L_{\text{hot}} \sim 4 \times 10^{31}d_{260}^2$ эрг с^{-1} и $kT_{\text{cold}} \sim 45$ эВ, $R_{\text{cold}} \sim 6d_{260}$ км, $L_{\text{cold}} \sim 2 \times 10^{31}d_{260}^2$ эрг с^{-1} . Обе болометрические светимости — «горячая» и «холодная» — превышают темп потери энергии вращения — $\dot{E} = 2.0 \times 10^{30}$ эрг с^{-1} . Это может быть аргументом в пользу общепринятого предположения о том, что источником энергии теплового излучения XTINS является внутреннее тепло, а не внешней нагрев релятивистскими частицами из магнитосферы.

Как временной, так и спектральный анализ рентгеновских данных с обсерватории XMM-Newton, полученных практически одновременно с наблюдениями в УФ-ИК-диапазоне, не выявил значимых отличий от результатов предыдущих наблюдений J2143 на XMM-Newton и NICER.

Можно предположить, что другие XTINS имеют похожие УФ-ИК-спектры, состоящие из тепловой и степенной компонент, которые доминируют в УФ- и оптическом/ИК-диапазонах соответственно. Для подтверждения этой гипотезы необходимы комплексные наблюдения этих объектов в УФ-ИК-области.

Спектр J2143 в диапазоне от ИК- до рентгеновского демонстрирует свойства, во многом аналогичные характеристикам обычных пульсаров близкого возраста. Различия между этими типами объектов могут быть обусловлены более сильными магнитными полями новорожденных XTINS. Это привело к дополнительному нагреву, более быстрому замедлению вращения на ранних стадиях эволюции, увеличению периодов и сдвигу нетеплового излучения в область более низких энергий.

Заключение

В диссертации представлено исследование четырех близких изолированных НЗ и туманности типа головной ударной волны по данным астрономических наблюдений. В первых двух главах представлены новые оценки температуры поверхности двух старых классических пульсаров, которые могут свидетельствовать о наличии механизмов подогрева, действующих в недрах НЗ старше 1 млн лет. В главе 3 проведено исследование пульсара среднего возраста J1741-2054, получены оценки на температуру, как по новым данным в УФ-диапазоне, так и совместно с рентгеновскими данными. Также в этой главе исследовалась достаточно необычная УФ-туманность типа головной ударной волны пульсара J1741-2054, которая оказалась наиболее яркой и нетипичной по морфологии среди трех, известных на настоящий момент, объектов такого класса. В главе 4 представлен анализ наблюдений изолированной НЗ RX J2143.0+0654 в диапазоне от ближнего ИК до дальнего УФ.

Основные полученные результаты:

1. В дальнем УФ-диапазоне обнаружен кандидат на отождествление очень старого классического пульсара J0108-1431. Это позволило оценить температуру его поверхности как $(3-6) \times 10^4$ К, и с высокой степенью уверенности утверждать, что она меньше, чем 6×10^4 К. Кроме того, были установлены глубокие верхние пределы на плотность потока в оптическом и ближнем УФ-диапазонах.
2. Старый классический пульсар B0950+08 был детектирован в двух оптических фильтрах с помощью HST с высоким угловым разрешением. Это позволило отделить пульсар от близкого ($0.5''$) фонового объекта и измерить плотность потока с высокой точностью. В результате аппроксимации спектра пульсара в оптическом и УФ-диапазонах с учетом этих новых данных и обновленной калибровочной информации по уже имевшимся данным, была получена новая оценка на температуру поверхности НЗ, которая составила $(0.5-1.3) \times 10^5$ К. По самой же консервативной оценке, температура поверхности не превышает 1.7×10^5 К для удаленного наблюдателя.
3. Пульсар среднего возраста J1741-2054 был впервые детектирован в дальнем УФ-диапазоне. В сочетании с выполненным анализом архивных оптических данных это также позволило подтвердить обнаружение этого пульсара в оптическом диапазоне. Анализ оптического/УФ-спектра пульсара показал, что излучение в дальнем УФ-диапазоне, наиболее вероятно, состоит из тепловой (с поверхности НЗ с температурой порядка 40–50 эВ) и нетепловой (из магнитосферы) составляющих.
4. Анализ многоволнового спектра PSR J1741-2054 в диапазоне от оптического до рентгеновского показал, что тепловая составляющая излучения этого пульсара может быть описана двумя чернотельными компонентами (холодной и горячей) с темпера-

турами 40–50 эВ и ~ 80 эВ и радиусами эквивалентной излучающей сферы порядка 8–15 км и ~ 1 км соответственно.

5. Вместе с пульсаром J1741-2054 впервые детектирована в дальнем УФ-диапазоне и его туманность типа головной ударной волны. Получены ограничения на спектральные параметры этой туманности и различных ее частей, а также оценки потока ($\sim 10^{-13}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$) и изотропной светимости ($\sim 5 \times 10^{30}$ эрг с $^{-1}$) для всей туманности в диапазоне 1250–1850 Å. Они показали, что эта туманность является наиболее яркой из трех объектов такого типа, известных в настоящее время.
6. Анализ наблюдений изолированной НЗ RX J2143.0+0654 показал, что ее спектр от ближнего ИК- до дальнего УФ-диапазона (0.14–1.7 мкм) состоит из тепловой и нетепловой компонент. В УФ-диапазоне доминирует рэлей-джинсовская часть тепловой компоненты с эффективной температурой порядка $kT_{\text{uv}} \sim 22 (d_{260}/R_{10})^2$ эВ при величине межзвездного поглощения $A_V = 0.12$. Многоволновой спектр RX J2143.0+0654 может быть описан моделью, состоящей из одной или двух чернотельных компонент, линии поглощения на энергии 0.75 кэВ (вторая линия около 0.4 кэВ также возможна) и дополнительной степенной компоненты в оптическом и ИК-диапазонах.

Благодарности

Я благодарен своему научному руководителю Ю. А. Шибанову, под руководством которого я работал более 9 лет. Благодарю своего научного консультанта А. В. Карпову за неоценимую помощь в доработке текста диссертации и автореферата. Я благодарен Г. Г. Павлову, который является руководителем большинства наблюдений, на основе которых получены основные результаты этой работы, а также всем соавторам заявок на наблюдения. Благодарю Д. А. Зюзина за полезные замечания по тексту работы. Я также очень признателен всем своим соавторам. Хочу поблагодарить А. В. Бобакова, А. С. Танашкина, а также весь коллектив сектора теоретической астрофизики за доброжелательную атмосферу и полезные консультации. Кроме того, хочу поблагодарить П. С. Штернина за помощь на финальной стадии доработки текста и в процессе подачи диссертации.

Я очень признателен своим родителям за моральную поддержку.

Литература

1. Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H. et al. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source // *Nature*. — 1968. — Vol. 217, no. 5130. — P. 709–713.
2. Sollerman J., Lundqvist P., Lindler D. et al. Observations of the Crab Nebula and Its Pulsar in the Far-Ultraviolet and in the Optical // *Astroph. J.* — 2000. — Vol. 537, no. 2. — P. 861–874.
3. Mignani R. P., Shearer A., de Luca A. et al. The First Ultraviolet Detection of the Large Magellanic Cloud Pulsar PSR B0540-69 and Its Multi-wavelength Properties // *Astroph. J.* — 2019. — Vol. 871, no. 2. — P. 246.
4. Kargaltsev O., Pavlov G. Ultraviolet emission from young and middle-aged pulsars // *Astroph. Space Sci.* — 2007. — Vol. 308, no. 1-4. — P. 287–296.
5. Pavlov G. G., Zavlin V. E., Sanwal D. Thermal Radiation from Neutron Stars: Chandra Results // *Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants* / Ed. by W. Becker, H. Lesch, J. Trümper. — 2002. — P. 273.
6. Durant M., Kargaltsev O., Pavlov G. G. Multiwavelength Spectroscopy of PSR B0656+14 // *Astroph. J.* — 2011. — Vol. 743, no. 1. — P. 38.
7. Kargaltsev O. Y., Pavlov G. G., Zavlin V. E., Romani R. W. Ultraviolet, X-Ray, and Optical Radiation from the Geminga Pulsar // *Astroph. J.* — 2005. — Vol. 625, no. 1. — P. 307–323.
8. Posselt B., Pavlov G. G., Kargaltsev O., Hare J. X-Ray and Near-Infrared Observations of the Middle-aged Pulsar B1055-52, Its Multiwavelength Spectrum, and Proper Motion // *Astroph. J.* — 2023. — Vol. 952, no. 2. — P. 134.
9. Yakovlev D. G., Pethick C. J. Neutron Star Cooling // *Ann. Rev. Astron. Astroph.* — 2004. — Vol. 42, no. 1. — P. 169–210.
10. Page D., Lattimer J. M., Prakash M., Steiner A. W. Neutrino Emission from Cooper Pairs and Minimal Cooling of Neutron Stars // *Astroph. J.* — 2009. — Vol. 707, no. 2. — P. 1131–1140.
11. Potekhin A. Y., Zyuzin D. A., Yakovlev D. G. et al. Thermal luminosities of cooling neutron stars // *MNRAS*. — 2020. — Vol. 496, no. 4. — P. 5052–5071.
12. Gonzalez D., Reisenegger A. Internal heating of old neutron stars: contrasting different mechanisms // *Astron. Astroph.* — 2010. — Vol. 522. — P. A16.
13. Alpar M. A., Pines D., Anderson P. W., Shaham J. Vortex creep and the internal temperature of neutron stars. I - General theory // *Astroph. J.* — 1984. — Vol. 276. — P. 325–334.

14. Shibazaki N., Lamb F. K. Neutron Star Evolution with Internal Heating // *Astroph. J.* — 1989. — Vol. 346. — P. 808.
15. Larson M. B., Link B. Superfluid Friction and Late-Time Thermal Evolution of Neutron Stars // *Astroph. J.* — 1999. — Vol. 521, no. 1. — P. 271–280.
16. Kargaltsev Oleg, Pavlov George G., Romani Roger W. Ultraviolet Emission from the Millisecond Pulsar J0437-4715 // *Astroph. J.* — 2004. — Vol. 602, no. 1. — P. 327–335.
17. Pavlov G. G., Rangelov B., Kargaltsev O. et al. Old but Still Warm: Far-UV Detection of PSR B0950+08 // *Astroph. J.* — 2017. — Vol. 850, no. 1. — P. 79.
18. Pavlov G. G., Stringfellow G. S., Cordova F. A. Hubble Space Telescope Observations of Isolated Pulsars // *Astroph. J.* — 1996. — Vol. 467. — P. 370.
19. Mignani R. P., De Luca A., Caraveo P. A., Becker Werner. Hubble Space Telescope Proper Motion Confirms the Optical Identification of the Nearby Pulsar PSR 1929+10 // *Astroph. J. Lett.* — 2002. — Vol. 580, no. 2. — P. L147–L150.
20. Rangelov B., Pavlov G. G., Kargaltsev O. et al. Hubble Space Telescope Detection of the Millisecond Pulsar J2124-3358 and its Far-ultraviolet Bow Shock Nebula // *Astroph. J.* — 2017. — Vol. 835, no. 2. — P. 264.
21. Durant M., Kargaltsev O., Pavlov G. G. et al. The Spectrum of the Recycled PSR J0437-4715 and Its White Dwarf Companion // *Astroph. J.* — 2012. — Vol. 746, no. 1. — P. 6.
22. Zharikov S. V., Shibanov Yu. A., Mennickent R. E., Komarova V. N. Possible optical detection of a fast, nearby radio pulsar PSR B1133+16 // *Astron. Astroph.* — 2008. — Vol. 479, no. 3. — P. 793–803.
23. Zharikov S., Mignani R. P. On the PSR B1133+16 optical counterpart // *MNRAS.* — 2013. — Vol. 435, no. 3. — P. 2227–2233.
24. Kargaltsev O., Pavlov G. G. Pulsar Wind Nebulae in the Chandra Era // 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More / Ed. by C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, V. M. Kaspi. — Vol. 983 of American Institute of Physics Conference Series. — AIP, 2008. — P. 171–185.
25. Gaensler B. M., van der Swaluw E., Camilo F. et al. The Mouse that Soared: High-Resolution X-Ray Imaging of the Pulsar-powered Bow Shock G359.23-0.82 // *Astroph. J.* — 2004. — Vol. 616, no. 1. — P. 383–402.
26. Brownsberger S., Romani R. W. A Survey for H α Pulsar Bow Shocks // *Astroph. J.* — 2014. — Vol. 784, no. 2. — P. 154.
27. Romani R. W., Shaw M. S., Camilo F. et al. The Balmer-dominated Bow Shock and Wind Nebula Structure of γ -ray Pulsar PSR J1741-2054 // *Astroph. J.* — 2010. — Vol. 724, no. 2. —

28. de Vries M., Romani R. W., Kargaltsev O. et al. A Quarter Century of Guitar Nebula/Filament Evolution // *Astroph. J.* — 2022. — Vol. 939, no. 2. — P. 70.
29. Rangelov B., Pavlov G. G., Kargaltsev O. et al. First Detection of a Pulsar Bow Shock Nebula in Far-UV: PSR J0437-4715 // *Astroph. J.* — 2016. — Vol. 831, no. 2. — P. 129.
30. Kaplan D. L., Kamble A., van Kerkwijk M. H., Ho W. C. G. New Optical/Ultraviolet Counterparts and the Spectral Energy Distributions of Nearby, Thermally Emitting, Isolated Neutron Stars // *Astroph. J.* — 2011. — Vol. 736, no. 2. — P. 117.
31. Tauris T. M., Nicastro L., Johnston S. et al. Discovery of PSR J0108-1431: The Closest Known Neutron Star? // *Astroph. J. Lett.* — 1994. — Vol. 428. — P. L53.
32. Manchester R. N., Lyne A. G., D’Amico N. et al. The Parkes Southern Pulsar Survey. I. Observing and data analysis systems and initial results. // *MNRAS.* — 1996. — Vol. 279, no. 4. — P. 1235–1250.
33. Deller A. T., Tingay S. J., Bailes M., Reynolds J. E. Precision Southern Hemisphere VLBI Pulsar Astrometry. II. Measurement of Seven Parallaxes // *Astroph. J.* — 2009. — Aug. — Vol. 701, no. 2. — P. 1243–1257.
34. Verbiest J. P. W., Weisberg J. M., Chael A. A. et al. On Pulsar Distance Measurements and Their Uncertainties // *Astroph. J.* — 2012. — Aug. — Vol. 755, no. 1. — P. 39.
35. Mignani R. P., Manchester R. N., Pavlov G. G. Search for the Optical Counterpart of the Nearby Pulsar PSR J0108-1431 // *Astroph. J.* — 2003. — Jan. — Vol. 582, no. 2. — P. 978–983.
36. Pavlov G. G., Kargaltsev O., Wong J. A., Garmire G. P. Detection of X-Ray Emission from the Very Old Pulsar J0108-1431 // *Astroph. J.* — 2009. — Vol. 691, no. 1. — P. 458–464.
37. Mignani R. P., Pavlov G. G., Kargaltsev O. A possible optical counterpart to the old nearby pulsar J0108-1431 // *Astron. Astroph.* — 2008. — Sep. — Vol. 488, no. 3. — P. 1027–1030.
38. Mignani R. P., Pavlov G. G., Kargaltsev O. VLT observations of the candidate counterpart to PSR J0108-1431 // *Astron. Astroph.* — 2011. — Jul. — Vol. 531. — P. A105.
39. Posselt B., Arumugasamy P., Pavlov G. G. et al. XMM-Newton Observation of the Very Old Pulsar J0108-1431 // *Astroph. J.* — 2012. — Dec. — Vol. 761, no. 2. — P. 117.
40. Lindegren L., Hernández J., Bombrun A. et al. Gaia Data Release 2. The astrometric solution // *Astron. Astroph.* — 2018. — Aug. — Vol. 616. — P. A2.
41. Kozhurina-Platais V., Anderson J. Standard Astrometric Catalog and Stability of WFC3/UVIS Geometric Distortion. — 2015.
42. Neuschaefer L. W., Windhorst R. A. Observation and Reduction Methods of Deep Palomar

- 200 Inch 4-Shooter Mosaics // *Astroph. J. Suppl.* — 1995. — Vol. 96. — P. 371.
43. Photometric Aperture Corrections for the ACS/SBC : Rep. ; Executor: R. J. Avila, M. Chiaberge : 2016. — Sep. — P. 5.
 44. Zharikov S. V., Shibano Yu. A., Koptsevich A. B. et al. Subaru optical observations of the old pulsar PSR B0950+08 // *Astron. Astroph.* — 2002. — Vol. 394. — P. 633–639.
 45. Guillot S., Pavlov G. G., Reyes C. et al. Hubble Space Telescope Nondetection of PSR J2144-3933: The Coldest Known Neutron Star // *Astroph. J.* — 2019. — Apr. — Vol. 874, no. 2. — P. 175.
 46. SBC Absolute Flux Calibration : Rep. ; Executor: R. J. Avila, R. Bohlin, N. Hathi et al. : 2019. — Oct. — P. 5.
 47. Kashyap V. L., van Dyk D. A., Connors A. et al. On Computing Upper Limits to Source Intensities // *Astroph. J.* — 2010. — Aug. — Vol. 719, no. 1. — P. 900–914.
 48. Green G. M., Schlafly E. F., Zucker C. et al. A 3D Dust Map Based on Gaia, Pan-STARRS 1 and 2MASS // *arXiv e-prints*. — 2019. — May. — P. arXiv:1905.02734.
 49. Watson D. The Galactic dust-to-metals ratio and metallicity using gamma-ray bursts // *Astron. Astroph.* — 2011. — Vol. 533. — P. A16.
 50. He C., Ng C. Y., Kaspi V. M. The Correlation between Dispersion Measure and X-Ray Column Density from Radio Pulsars // *Astroph. J.* — 2013. — May. — Vol. 768, no. 1. — P. 64.
 51. Posselt B., Popov S. B., Haberl F. et al. The Magnificent Seven in the dusty prairie // *Astroph. Space Sci.* — 2007. — Vol. 308, no. 1-4. — P. 171–179.
 52. Posselt B., Popov S. B., Haberl F. et al. The needle in the haystack: where to look for more isolated cooling neutron stars // *Astron. Astroph.* — 2008. — Vol. 482, no. 2. — P. 617–629.
 53. Arumugasamy P., Mitra D. Evaluating the evidence of multipolar surface magnetic field in PSR J0108-1431 // *MNRAS*. — 2019. — Vol. 489, no. 4. — P. 4589–4605.
 54. Cardelli J. A., Clayton G. C., Mathis J. S. The Relationship between Infrared, Optical, and Ultraviolet Extinction // *Astroph. J.* — 1989. — Vol. 345. — P. 245.
 55. Koptsevich A. B., Pavlov G. G., Zharikov S. V. et al. Optical photometry of the PSR B0656+14 and its neighborhood // *Astron. Astroph.* — 2001. — Vol. 370. — P. 1004–1016.
 56. Zharikov S. V., Shibano Yu. A., Mennickent R. E. et al. Multiband optical observations of the old PSR B0950+08 // *Astron. Astroph.* — 2004. — Vol. 417. — P. 1017–1030.
 57. Shibano Y. A., Zharikov S. V., Komarova V. N. et al. Subaru optical observations of the two middle-aged pulsars PSR B0656+14 and Geminga // *Astron. Astroph.* — 2006. — Vol. 448, no. 1. — P. 313–326.

58. Sawicki M. SEDfit: Software for Spectral Energy Distribution Fitting of Photometric Data // Pub. Astron. Soc. Pacific. — 2012. — Vol. 124, no. 921. — P. 1208.
59. Drouart G., Falkendal T. MR-MOOSE: an advanced SED-fitting tool for heterogeneous multi-wavelength data sets // MNRAS. — 2018. — Vol. 477, no. 4. — P. 4981–5000.
60. Zharikov S., Shibano Yu., Komarova V. Radiation efficiencies of the pulsars detected in the optical range // Advances in Space Research. — 2006. — Vol. 37, no. 10. — P. 1979–1983.
61. Mignani R. P., Pavlov G. G., Kargaltsev O. Optical-Ultraviolet Spectrum and Proper Motion of the Middle-aged Pulsar B1055-52 // Astroph. J. — 2010. — Vol. 720, no. 2. — P. 1635–1643.
62. Kirichenko A., Danilenko A., Shternin P. et al. Optical Observations of Psr J2021+3651 in the Dragonfly Nebula With the GTC // Astroph. J. — 2015. — Vol. 802, no. 1. — P. 17.
63. Zavlin V. E., Pavlov G. G. X-Ray Emission from the Old Pulsar B0950+08 // Astroph. J. — 2004. — Vol. 616, no. 1. — P. 452–462.
64. Sznajder M., Geppert U. Heating of the real polar cap of radio pulsars // MNRAS. — 2020. — Vol. 493, no. 3. — P. 3770–3777.
65. Lattimer J. M., Prakash M. The equation of state of hot, dense matter and neutron stars // Physics Reports. — 2016. — Mar. — Vol. 621. — P. 127–164.
66. González-Caniulef D., Guillot S., Reisenegger A. Neutron star radius measurement from the ultraviolet and soft X-ray thermal emission of PSR J0437-4715 // MNRAS. — 2019. — Vol. 490, no. 4. — P. 5848–5859.
67. González-Jiménez N., Petrovich C., Reisenegger A. Rotochemical heating of millisecond and classical pulsars with anisotropic and density-dependent superfluid gap models // MNRAS. — 2015. — Vol. 447, no. 3. — P. 2073–2084.
68. Reisenegger A. Deviations from Chemical Equilibrium Due to Spin-down as an Internal Heat Source in Neutron Stars // Astroph. J. — 1995. — Vol. 442. — P. 749.
69. Fernández R., Reisenegger A. Rotochemical Heating in Millisecond Pulsars: Formalism and Nonsuperfluid Case // Astroph. J. — 2005. — Vol. 625, no. 1. — P. 291–306.
70. Pilkington J. D. H., Hewish A., Bell S. J., Cole T. W. Observations of some further Pulsed Radio Sources // Nature. — 1968. — Vol. 218, no. 5137. — P. 126–129.
71. Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M. VizieR Online Data Catalog: ATNF Pulsar Catalog (Manchester+, 2005) // VizieR Online Data Catalog. — 2005. — P. VII/245.
72. Briskin W. F., Benson J. M., Goss W. M., Thorsett S. E. Very Long Baseline Array Measurement of Nine Pulsar Parallaxes // Astroph. J. — 2002. — Vol. 571, no. 2. — P. 906–

73. Gaia Collaboration, Brown A. G. A., Vallenari A. et al. Gaia Early Data Release 3. Summary of the contents and survey properties // *Astron. Astroph.* — 2021. — Vol. 649. — P. A1.
74. Deustua S. E., Mack J., Bajaj V., Khandrika H. WFC3/UVIS Updated 2017 Chip-Dependent Inverse Sensitivity Values. — Space Telescope WFC Instrument Science Report. — 2017.
75. Merline W. J., Howell Steve B. A Realistic Model for Point-sources Imaged on Array Detectors: The Model and Initial Results // *Experimental Astronomy*. — 1995. — Vol. 6, no. 1-2. — P. 163–210.
76. Casertano Stefano, de Mello Duflia, Dickinson Mark et al. WFPC2 Observations of the Hubble Deep Field South // *Astron. J.* — 2000. — Vol. 120, no. 6. — P. 2747–2824.
77. Skelton R. E., Whitaker K. E., Momcheva I. G. et al. 3D-HST WFC3-selected Photometric Catalogs in the Five CANDELS/3D-HST Fields: Photometry, Photometric Redshifts, and Stellar Masses // *Astroph. J. Suppl.* — 2014. — Vol. 214, no. 2. — P. 24.
78. Igoshev A. P. Ages of radio pulsar: long-term magnetic field evolution // *MNRAS*. — 2019. — Vol. 482, no. 3. — P. 3415–3425.
79. Igoshev A. P., Popov S. B., Hollerbach R. Evolution of Neutron Star Magnetic Fields // *Universe*. — 2021. — Vol. 7, no. 9. — P. 351.
80. Geppert U., Viganò D. Creation of magnetic spots at the neutron star surface // *MNRAS*. — 2014. — Vol. 444, no. 4. — P. 3198–3208.
81. Gourgouliatos K. N., Hollerbach R. Magnetic Axis Drift and Magnetic Spot Formation in Neutron Stars with Toroidal Fields // *Astroph. J.* — 2018. — Vol. 852, no. 1. — P. 21.
82. Mignani R. P., Zharikov S., Caraveo P. A. The optical spectrum of the Vela pulsar // *Astron. Astroph.* — 2007. — Vol. 473, no. 3. — P. 891–896.
83. Zavlin V. E., Pavlov G. G. X-Ray Emission from the Old Pulsar B0950+08 // *Astroph. J.* — 2004. — Vol. 616, no. 1. — P. 452–462.
84. Sollerman J., Selsing J., Vreeswijk P. M. et al. The optical and NIR spectrum of the Crab pulsar with X-shooter // *Astron. Astroph.* — 2019. — Vol. 629. — P. A140.
85. Hartman R. C., Bertsch D. L., Bloom S. D. et al. The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources // *Astroph. J. Suppl.* — 1999. — Vol. 123, no. 1. — P. 79–202.
86. Abdo A. A., Ackermann M., Ajello M. et al. Detection of 16 Gamma-Ray Pulsars Through Blind Frequency Searches Using the Fermi LAT // *Science*. — 2009. — Vol. 325, no. 5942. —

87. Camilo F., Ray P. S., Ransom S. M. et al. Radio Detection of LAT PSRs J1741-2054 and J2032+4127: No Longer Just Gamma-ray Pulsars // *Astroph. J.* — 2009. — Vol. 705, no. 1. — P. 1–13.
88. Yao J. M., Manchester R. N., Wang N. A New Electron-density Model for Estimation of Pulsar and FRB Distances // *Astroph. J.* — 2017. — Vol. 835, no. 1. — P. 29.
89. Cordes J. M., Lazio T. J. W. NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations // *arXiv e-prints*. — 2002. — P. astro-ph/0207156.
90. Ray P. S., Kerr M., Parent D. et al. Precise γ -ray Timing and Radio Observations of 17 Fermi γ -ray Pulsars // *Astroph. J. Suppl.* — 2011. — Vol. 194, no. 2. — P. 17.
91. Smith D. A., Abdollahi S., Ajello M. et al. The Third Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-Ray Pulsars // *Astroph. J.* — 2023. — Vol. 958, no. 2. — P. 191.
92. Auchettl K., Slane P., Romani R. W. et al. X-Ray Analysis of the Proper Motion and Pulsar Wind Nebula for PSR J1741-2054 // *Astroph. J.* — 2015. — Vol. 802, no. 1. — P. 68.
93. Karpova A., Danilenko A., Shibano Yu. et al. Thermal Properties of the Middle-aged Pulsar J1741-2054 // *Astroph. J.* — 2014. — Vol. 789, no. 2. — P. 97.
94. Marelli M., Belfiore A., Saz Parkinson P. et al. X- and γ -Ray Pulsations of the Nearby Radio-faint PSR J1741-2054 // *Astroph. J.* — 2014. — Vol. 790, no. 1. — P. 51.
95. Mignani R. P., Testa V., Marelli M. et al. A Candidate Optical Counterpart to the Middle Aged γ -RAY Pulsar PSRJ1741-2054 // *Astroph. J.* — 2016. — Vol. 825, no. 2. — P. 151.
96. Kargaltsev O. Y., Posselt B., Pavlov G. G. et al. The legacy UV survey of 28 pulsars. — HST Proposal. Cycle 30, ID. #17155. — 2022.
97. Page M. J., Brindle C., Talavera A. et al. VizieR Online Data Catalog: XMM-OM Serendipitous Source Survey Catalogue (XMM-SUSS6.0) (Page+, 2023). — VizieR On-line Data Catalog: II/378. Originally published in: 2012MNRAS.426..903P. — 2023.
98. Yershov V. N. VizieR Online Data Catalog: Swift/UVOT Serendipitous Source Catalog (Yershov, 2015). — VizieR On-line Data Catalog: II/339. Originally published in: 2014Ap&SS.354...97Y; 2014styd.confE..37P. — 2015.
99. Minniti D., Lucas P., Hempel M., The Vvv Science Team. VizieR Online Data Catalog: VISTA Variable in the Via Lactea Survey (VVV) DR4.2 (Minniti+, 2023). — VizieR On-line Data Catalog: II/376. Originally published in: 2012A&A...537A.107S. — 2023.
100. Gaia Collaboration, Prusti T., de Bruijne J. H. J. et al. The Gaia mission // *Astron. Astroph.* — 2016. — Vol. 595. — P. A1.

101. Gaia Collaboration, Vallenari A., Brown A. G. A. et al. Gaia Data Release 3. Summary of the content and survey properties // *Astron. Astroph.* — 2023. — Vol. 674. — P. A1.
102. Tokunaga A. T., Vacca W. D. The Mauna Kea Observatories Near-Infrared Filter Set. III. Isophotal Wavelengths and Absolute Calibration // *Pub. Astron. Soc. Pacific.* — 2005. — Vol. 117, no. 830. — P. 421–426.
103. Edenhofer G., Zucker C., Frank P. et al. A parsec-scale Galactic 3D dust map out to 1.25 kpc from the Sun // *Astron. Astroph.* — 2024. — Vol. 685. — P. A82.
104. Lallement R., Vergely J. L., Babusiaux C., Cox N. L. J. Updated Gaia-2MASS 3D maps of Galactic interstellar dust // *Astron. Astroph.* — 2022. — Vol. 661. — P. A147.
105. Vergely J. L., Lallement R., Cox N. L. J. Three-dimensional extinction maps: Inverting inter-calibrated extinction catalogues // *Astron. Astroph.* — 2022. — Vol. 664. — P. A174.
106. Green G. M., Schlafly E., Zucker C. et al. A 3D Dust Map Based on Gaia, Pan-STARRS 1, and 2MASS // *Astroph. J.* — 2019. — Vol. 887, no. 1. — P. 93.
107. Wilms J., Allen A., McCray R. On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium // *Astroph. J.* — 2000. — Vol. 542, no. 2. — P. 914–924.
108. Zharikov S., Zyuzin D., Shibano Yu et al. PSR B0656+14: the unified outlook from the infrared to X-rays // *MNRAS.* — 2021. — Vol. 502, no. 2. — P. 2005–2022.
109. Zyuzin D. A., Zharikov S. V., Karpova A. V. et al. Likely optical counterpart of the cool middle-aged pulsar J1957+5033 // *MNRAS.* — 2022. — Vol. 513, no. 4. — P. 6088–6094.
110. Foreman-Mackey D., Hogg D. W., Lang D., Goodman J. emcee: The MCMC Hammer // *Pub. Astron. Soc. Pacific.* — 2013. — Vol. 125, no. 925. — P. 306.
111. Goodman J., Weare J. Ensemble samplers with affine invariance // *Communications in Applied Mathematics and Computational Science.* — 2010. — Vol. 5, no. 1. — P. 65–80.
112. Predehl P., Schmitt J. H. M. M. X-raying the interstellar medium: ROSAT observations of dust scattering halos. // *Astron. Astroph.* — 1995. — Vol. 293. — P. 889–905.
113. Foight D. R., Güver T., Özel F., Slane P. O. Probing X-Ray Absorption and Optical Extinction in the Interstellar Medium Using Chandra Observations of Supernova Remnants // *Astroph. J.* — 2016. — Vol. 826, no. 1. — P. 66.
114. Greenstein G., Hartke G. J. Pulselike character of blackbody radiation from neutron stars. // *Astroph. J.* — 1983. — Vol. 271. — P. 283–293.
115. Yakovlev D. G. Two-blackbody portraits of radiation from magnetized neutron stars // *MNRAS.* — 2021. — Vol. 506, no. 3. — P. 4593–4602.
116. Yakovlev D. A Simple Model of Radiation from a Magnetized Neutron Star: Accreted

117. Geppert U., Küker M., Page D. Temperature distribution in magnetized neutron star crusts. II. The effect of a strong toroidal component // *Astron. Astroph.* — 2006. — Vol. 457, no. 3. — P. 937–947.
118. Igoshev A. P., Hollerbach R., Wood T., Gourgouliatos K. N. Strong toroidal magnetic fields required by quiescent X-ray emission of magnetars // *Nature Astronomy.* — 2021. — Vol. 5. — P. 145–149.
119. Ho W. C. G., Kaplan D. L., Chang P. et al. Magnetic hydrogen atmosphere models and the neutron star RX J1856.5-3754 // *MNRAS.* — 2007. — Vol. 375, no. 3. — P. 821–830.
120. Pavlov G. G., Shibano Yu. A., Ventura J., Zavlin V. E. Model atmospheres and radiation of magnetic neutron stars: anisotropic thermal emission. // *Astron. Astroph.* — 1994. — Vol. 289. — P. 837–845.
121. Medin Z., Lai D. Condensed surfaces of magnetic neutron stars, thermal surface emission, and particle acceleration above pulsar polar caps // *MNRAS.* — 2007. — Vol. 382, no. 4. — P. 1833–1852.
122. van Adelsberg M., Lai D., Potekhin A. Y., Arras P. Radiation from Condensed Surface of Magnetic Neutron Stars // *Astroph. J.* — 2005. — Vol. 628, no. 2. — P. 902–913.
123. Pérez-Azorín J. F., Miralles J. A., Pons J. A. Thermal radiation from magnetic neutron star surfaces // *Astron. Astroph.* — 2005. — Vol. 433, no. 1. — P. 275–283.
124. Abdollahi S., Acero F., Ackermann M. et al. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog // *Astroph. J. Suppl.* — 2020. — Vol. 247, no. 1. — P. 33.
125. Ballet J., Bruehl P., Burnett T. H. et al. Fermi Large Area Telescope Fourth Source Catalog Data Release 4 (4FGL-DR4) // *arXiv e-prints.* — 2023. — P. arXiv:2307.12546.
126. Becker W., Truemper J. The X-ray luminosity of rotation-powered neutron stars. // *Astron. Astroph.* — 1997. — Vol. 326. — P. 682–691.
127. Mori K., Gotthelf E. V., Dufour F. et al. A Broadband X-Ray Study of the Geminga Pulsar with NuSTAR and XMM-Newton // *Astroph. J.* — 2014. — Vol. 793, no. 2. — P. 88.
128. Arumugasamy P., Kargaltsev O., Posselt B. et al. Possible Phase-dependent Absorption Feature in the X-Ray Spectrum of the Middle-aged PSR J0659+1414 // *Astroph. J.* — 2018. — Vol. 869, no. 2. — P. 97.
129. Kargaltsev O., Durant M., Misanovic Z., Pavlov G. G. Absorption Features in the X-ray Spectrum of an Ordinary Radio Pulsar // *Science.* — 2012. — Vol. 337, no. 6097. — P. 946.
130. Vahdat A., Posselt B., Pavlov G. G. et al. Multiwavelength Pulsations and Surface

- Temperature Distribution in the Middle-aged Pulsar B1055–52 // *Astroph. J.* — 2024. — Vol. 963, no. 2. — P. 138.
131. Rigoselli M., Mereghetti S., Anzuinelli S. et al. Thermal and non-thermal X-ray emission from the rotation-powered radio/ γ -ray pulsar PSR J1740+1000 // *MNRAS.* — 2022. — Vol. 513, no. 3. — P. 3113–3121.
132. Chang Hsiang-Kuang, Hsiang Jr-Yue, Chu Che-Yen et al. Observational connection of non-thermal X-ray emission from pulsars with their timing properties and thermal emission // *MNRAS.* — 2023. — Vol. 520, no. 3. — P. 4068–4079.
133. Bucciantini N., Amato E., Del Zanna L. Relativistic MHD simulations of pulsar bow-shock nebulae // *Astron. Astroph.* — 2005. — Vol. 434, no. 1. — P. 189–199.
134. Posselt B., Pavlov G. G., Slane P. O. et al. Geminga’s Puzzling Pulsar Wind Nebula // *Astroph. J.* — 2017. — Vol. 835, no. 1. — P. 66.
135. Bîrzan L., Pavlov G. G., Kargaltsev O. Chandra Observations of the Elusive Pulsar Wind Nebula around PSR B0656+14 // *Astroph. J.* — 2016. — Vol. 817, no. 2. — P. 129.
136. Posselt B., Spence G., Pavlov G. G. A Chandra Search for a Pulsar Wind Nebula around PSR B1055-52 // *Astroph. J.* — 2015. — Vol. 811, no. 2. — P. 96.
137. Wilkin F. P. Exact Analytic Solutions for Stellar Wind Bow Shocks // *Astroph. J. Lett.* — 1996. — Vol. 459. — P. L31.
138. Reynolds S. P., Pavlov G. G., Kargaltsev O. et al. Pulsar-Wind Nebulae and Magnetar Outflows: Observations at Radio, X-Ray, and Gamma-Ray Wavelengths // *Space Sci. Rev.* — 2017. — Vol. 207, no. 1-4. — P. 175–234.
139. Bykov A. M., Amato E., Petrov A. E. et al. Pulsar Wind Nebulae with Bow Shocks: Non-thermal Radiation and Cosmic Ray Leptons // *Space Sci. Rev.* — 2017. — Vol. 207, no. 1-4. — P. 235–290.
140. Wood B. E., Karovska M., Hack W. Detection of H₂ Emission from Mira B in Ultraviolet Spectra from the Hubble Space Telescope // *Astroph. J. Lett.* — 2001. — Vol. 556, no. 1. — P. L51–L54.
141. France K., Schindhelm R., Herczeg G. J. et al. A Hubble Space Telescope Survey of H₂ Emission in the Circumstellar Environments of Young Stars // *Astroph. J.* — 2012. — Vol. 756, no. 2. — P. 171.
142. Martin D. C., Seibert M., Neill J. D. et al. A turbulent wake as a tracer of 30,000 years of Mira’s mass loss history // *Nature.* — 2007. — Vol. 448, no. 7155. — P. 780–783.
143. Nussbaumer H., Schmutz W. The hydrogenic 2s-1s two-photon emission // *Astron. Astroph.* — 1984. — Vol. 138, no. 2. — P. 495.

144. Kulkarni S. R., Shull J. Michael. Two-photon Production in Low-velocity Shocks // Pub. Astron. Soc. Pacific. — 2023. — Vol. 135, no. 1054. — P. 124301.
145. Haberl F. The magnificent seven: magnetic fields and surface temperature distributions // Astroph. Space Sci. — 2007. — Vol. 308, no. 1-4. — P. 181–190.
146. Kaplan D. L., van Kerkwijk M. H. Constraining the Spin-down of the Nearby Isolated Neutron Star RX J0806.4-4123, and Implications for the Population of Nearby Neutron Stars // Astroph. J. — 2009. — Vol. 705, no. 1. — P. 798–808.
147. Pires A. M., Motch C., Kurpas J. et al. XMM-Newton and SRG/eROSITA observations of the isolated neutron star candidate 4XMM J022141.5–735632 // Astron. Astroph. — 2022. — Vol. 666. — P. A148.
148. Kurpas J., Schwöpe A. D., Pires A. M., Haberl F. Detection of pulsed X-ray emission from the isolated neutron star candidate eRASSU J131716.9-402647 // arXiv e-prints. — 2024. — P. arXiv:2401.17290.
149. Haberl F., Turolla R., de Vries C. P. et al. Evidence for precession of the isolated neutron star RX J0720.4-3125 // Astron. Astroph. — 2006. — Vol. 451, no. 2. — P. L17–L21.
150. Pires A. M., Schwöpe A. D., Haberl F. et al. A deep XMM-Newton look on the thermally emitting isolated neutron star RX J1605.3+3249 // Astron. Astroph. — 2019. — Vol. 623. — P. A73.
151. Mancini Pires A., Schwöpe A., Kurpas J. Deep eROSITA observations of the magnificent seven isolated neutron stars // Neutron Star Astrophysics at the Crossroads: Magnetars and the Multimessenger Revolution / Ed. by Eleonora Troja, Matthew G. Baring. — Vol. 363. — 2023. — P. 288–292.
152. Hohle M. M., Haberl F., Vink J. et al. The continued spectral and temporal evolution of RX J0720.4-3125 // MNRAS. — 2012. — Vol. 423, no. 2. — P. 1194–1199.
153. van Kerkwijk M. H., Kaplan D. L., Pavlov G. G., Mori K. Spectral and Rotational Changes in the Isolated Neutron Star RX J0720.4-3125 // Astroph. J. Lett. — 2007. — Vol. 659, no. 2. — P. L149–L152.
154. van Kerkwijk M. H., Kulkarni S. R. An unusual H α nebula around the nearby neutron star RX J1856.5-3754 // Astron. Astroph. — 2001. — Vol. 380. — P. 221–237.
155. Braje T. M., Romani R. W. RX J1856-3754: Evidence for a Stiff Equation of State // Astroph. J. — 2002. — Vol. 580, no. 2. — P. 1043–1047.
156. Pavlov G. G., Zavlin V. E., Truemper J., Neuhaeuser R. Multiwavelength Observations of Isolated Neutron Stars as a Tool to Probe the Properties of their Surfaces // Astroph. J. Lett. — 1996. — Vol. 472. — P. L33.

157. Pérez-Azorín J. F., Miralles J. A., Pons J. A. Anisotropic thermal emission from magnetized neutron stars // *Astron. Astroph.* — 2006. — Vol. 451, no. 3. — P. 1009–1024.
158. Ertan Ü., Çalışkan Ş., Alpar M. A. Optical excess of dim isolated neutron stars // *MNRAS*. — 2017. — Vol. 470, no. 1. — P. 1253–1258.
159. Posselt B., Pavlov G. G., Ertan Ü. et al. Discovery of Extended Infrared Emission around the Neutron Star RXJ0806.4-4123 // *Astroph. J.* — 2018. — Vol. 865, no. 1. — P. 1.
160. Zampieri L., Campana S., Turolla R. et al. 1RXS J214303.7+065419/RBS 1774: A new Isolated Neutron Star candidate // *Astron. Astroph.* — 2001. — Vol. 378. — P. L5–L9.
161. Zane S., Cropper M., Turolla R. et al. XMM-Newton Detection of Pulsations and a Spectral Feature in the X-Ray Emission of the Isolated Neutron Star 1RXS J214303.7+065419/RBS 1774 // *Astroph. J.* — 2005. — Vol. 627, no. 1. — P. 397–403.
162. Cropper M., Zane S., Turolla R. et al. XMM-Newton observations of the isolated neutron star 1RXS J214303.7+065419/RBS1774 // *Astroph. Space Sci.* — 2007. — Vol. 308, no. 1-4. — P. 161–166.
163. Kaplan D. L., van Kerkwijk M. H. Constraining the Spin-Down of the Nearby Isolated Neutron Star RX J2143.0+0654 // *Astroph. J. Lett.* — 2009. — Vol. 692, no. 1. — P. L62–L66.
164. Schwope A. D., Erben T., Kohnert J. et al. The isolated neutron star RBS1774 revisited. Revised XMM-Newton X-ray parameters and an optical counterpart from deep LBT-observations // *Astron. Astroph.* — 2009. — Vol. 499, no. 1. — P. 267–272.
165. Bogdanov S., Ho W. C. G. The “Magnificent Seven” X-Ray Isolated Neutron Stars Revisited. I. Improved Timing Solutions and Pulse Profile Analysis // *Astroph. J.* — 2024. — Vol. 969, no. 1. — P. 53.
166. Zane S., Mignani R. P., Turolla R. et al. An Optical Counterpart Candidate for the Isolated Neutron Star RBS 1774 // *Astroph. J.* — 2008. — Vol. 682, no. 1. — P. 487–491.
167. Posselt B., Neuhauser R., Haberl F. Searching for substellar companions of young isolated neutron stars // *Astron. Astroph.* — 2009. — Vol. 496, no. 2. — P. 533–545.
168. Fruchter et al. A. S. BetaDrizzle: A Redesign of the MultiDrizzle Package // 2010 Space Telescope Science Institute Calibration Workshop, p. 382-387. — 2010. — P. 382–387.
169. Gonzaga et al. S. The DrizzlePac Handbook. — 2012.
170. Leike R. H., Glatzle M., Enßlin T. A. Resolving nearby dust clouds // *Astron. Astroph.* — 2020. — Vol. 639. — P. A138.
171. Gordon K. D., Clayton G. C., Decleir M. et al. One Relation for All Wavelengths: The Far-ultraviolet to Mid-infrared Milky Way Spectroscopic R(V)-dependent Dust Extinction

- Relationship // *Astroph. J.* — 2023. — Vol. 950, no. 2. — P. 86.
172. Pavlov G. G., Welty A. D., Córdova F. A. Hubble Space Telescope Observations of the Middle-aged Pulsar 0656+14 // *Astroph. J. Lett.* — 1997. — Vol. 489, no. 1. — P. L75–L78.
173. Hare J., Volkov I., Pavlov G. G. et al. Precise Timing and Phase-resolved Spectroscopy of the Young Pulsar J1617-5055 with NuSTAR // *Astroph. J.* — 2021. — Vol. 923, no. 2. — P. 249.
174. Posselt B., Pavlov G. G., Ho W. C. G., Haberl F. NICER Timing of the X-Ray Thermal Isolated Neutron Star RX J0806.4–4123 // *Astroph. J.* — 2024. — Vol. 972, no. 2. — P. 197.
175. Dessert C., Foster J. W., Safdi B. R. Hard X-Ray Excess from the Magnificent Seven Neutron Stars // *Astroph. J.* — 2020. — Vol. 904, no. 1. — P. 42.
176. Kondratiev V. I., McLaughlin M. A., Lorimer D. R. et al. New Limits on Radio Emission from X-ray Dim Isolated Neutron Stars // *Astroph. J.* — 2009. — Vol. 702, no. 1. — P. 692–706.
177. Hare J., Pavlov G. G., Posselt B. et al. Probing the Spectrum of the Magnetar 4U 0142+61 with JWST // *Astroph. J.* — 2024. — Vol. 972, no. 2. — P. 176.
178. Kaplan D. L., van Kerkwijk M. H., Marshall H. L. et al. The Nearby Neutron Star RX J0720.4-3125 from Radio to X-Rays // *Astroph. J.* — 2003. — Vol. 590, no. 2. — P. 1008–1019.
179. De Grandis D., Rigoselli M., Mereghetti S. et al. Two decades of X-ray observations of the isolated neutron star RX J1856.5 - 3754: detection of thermal and non-thermal hard X-rays and refined spin-down measurement // *MNRAS.* — 2022. — Vol. 516, no. 4. — P. 4932–4941.
180. Pons J. A., Miralles J. A., Geppert U. Magneto-thermal evolution of neutron stars // *Astron. Astroph.* — 2009. — Vol. 496, no. 1. — P. 207–216.
181. Burwitz V., Haberl F., Neuhäuser R. et al. The thermal radiation of the isolated neutron star RX J1856.5-3754 observed with Chandra and XMM-Newton // *Astron. Astroph.* — 2003. — Vol. 399. — P. 1109–1114.