

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. П.Н. ЛЕБЕДЕВА
АСТРОКОСМИЧЕСКИЙ ЦЕНТР**

На правах рукописи

УДК 524.354.4

Логинов Александр Александрович

**Статистический анализ распределений
параметров пульсаров**

Специальность 01.03.02 –

«астрофизика и звездная астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н., Малов Игорь Федорович

Москва 2018

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Пульсары.....	9
1.1 Основные сведения о пульсарах.....	9
1.2 Обзор основных проблем в исследованиях пульсаров.....	14
Глава 2. Классификация пульсаров методом главных компонент.....	15
2.1 Описание метода главных компонент и использованных выборок.....	15
2.2 Результаты вычислений.....	17
2.2.1 Анализ матриц четвёртого порядка.....	17
2.2.2 Анализ матриц пятого порядка.....	21
2.2.3 Анализ матриц шестого порядка.....	23
2.2.4 Распределение пульсаров в северном и южном полушариях Галактики.....	26
2.2.5 Распределение объектов с измеренным собственным движением.....	30
2.2.6 Матрица корреляций.....	34
2.3 Выводы.....	35
Глава 3. Различия параметров пульсаров с короткими и длинными периодами.....	36
3.1 Сравнительный анализ зависимостей между различными параметрами для пульсаров с короткими и с длинными периодами.....	36
3.1.1 Распределение периодов пульсаров и их производных.....	36
3.1.2 Светимости пульсаров и индукции магнитных полей на поверхности.....	38
3.1.3 Светимости пульсаров и индукции магнитных полей на световом цилиндре.....	41
3.1.4 Светимости пульсаров и потери энергии вращения.....	45
3.1.5 Зависимость коэффициента трансформации энергии вращения в излучение от периода пульсара.....	48
3.1.6 Ширина импульса по уровню 10 % и период.....	53
3.2 Особенности пульсаров с короткими и с длинными периодами.....	56
3.2.1 Нуллинги.....	56
3.2.2 Переключения мод.....	62
3.3.3 Поляризация.....	63
3.3.4 Остаточные уклонения.....	68
3.3 Выводы.....	72
Глава 4. Параметры радиопульсаров в двойных системах и шаровых скоплениях.....	73
4.1 Распределения параметров.....	73
4.1.1 Распределение периодов пульсаров и их производных.....	73
4.1.2 Распределение индукций магнитных полей на поверхности и световом цилиндре.....	75
4.2 Зависимости между параметрами.....	78
4.2.1 Ширина импульса по уровню 10% и период пульсара.....	78

4.2.2 Светимость и скорость потерь энергии вращения.	80
4.2.3 Радиосветимости пульсаров и магнитные поля на поверхности.	82
4.3 Выводы.	83
Глава 5. Пространственные скорости радиопульсаров.	85
5.1 Возможные механизмы ускорения пульсаров.	85
5.2 Ускорение пульсаров за счет асимметрии электромагнитного излучения.	87
5.3 Начальные периоды пульсаров и их распределение.	92
5.4 Характерное время уменьшения магнитного поля и угла между осью вращения и магнитным моментом.	93
5.5 Скорости пульсаров и положение наблюдателя.	96
5.6 Выводы.	103
Заключение.	104
Список литературы.	107
Список рисунков.	114
Список таблиц.	119

Введение

Актуальность темы

С момента открытия пульсаров прошло 50 лет, но до сих пор так и не найдено однозначного объяснения механизма излучения, структуры магнитосферы, эволюционного развития и классификации этих объектов. За прошедшее время было накоплено огромное количество наблюдательного материала, обнаружены нестационарные явления (такие как нуллинги, переключения мод и др.), построены различные модели пульсаров и происходящих в них процессов. Большое количество наблюдательных данных и теоретических работ по данному вопросу несомненно свидетельствует о высокой степени важности и в то же время многогранности этих направлений исследований. Являясь последней стадией звёздной эволюции, пульсары представляют огромный интерес в области исследования эволюции звёзд. Наблюдения в различных диапазонах длин волн позволяют проверять теоретические модели и механизмы излучения. Двойные системы, включающие нейтронные звёзды, позволяют выполнять проверку следствий общей теории относительности. Важно отметить и прикладные возможности исследования пульсаров, такие как создание независимой шкалы времени, основанной на регулярности прихода импульсов, изучение свойств межзвездной среды, благодаря малым угловым размерам излучателей.

Несмотря на столь продолжительный период изучения этой темы, ответ на многие вопросы так и не был получен. Какова структура магнитосферы, в каких областях генерируется излучение и каковы его механизмы [1,2], однородна ли популяция пульсаров и можно ли описать её одной универсальной моделью, каковы причины высоких пространственных скоростей, из-за чего мы наблюдаем нуллинги, переключения мод, глитчи- эти вопросы пока так и не нашли исчерпывающего ответа.

Цель работы

Целью настоящей работы является исследование популяции пульсаров для получения ответа о её однородности с помощью анализа главных компонент корреляционных матриц, составленных из корреляций параметров пульсаров, и сравнительного анализа параметров объектов, вошедших в разные группы, анализ различий одиночных пульсаров и пульсаров, входящих в двойные системы, а также проведение анализа пространственных скоростей и причин их высоких значений.

Объект и предмет исследования

Пульсары, представляющие собой отдельный класс космических объектов, анализ структуры и особенностей которого необходим для понимания их природы и эволюции.

Научная новизна и практическая значимость

В работе получен ряд новых результатов, а также проверены и уточнены некоторые результаты, полученные в предыдущих исследованиях. Построенное распределение параметров пульсаров в пространстве собственных векторов корреляционных матриц параметров подтвердило на базе современных данных наличие двух кластеров с различающимися наблюдаемыми и вычисляемыми параметрами, что свидетельствует о неоднородности популяции исследуемых объектов. Этот результат можно считать обобщением в многомерном пространстве известного различия радиопульсаров на двухмерной диаграмме P-Pdot. Подтверждены принципиальные отличия механизмов излучения и областей их генерации для разных групп пульсаров, которые следует учитывать при моделировании структур магнитосфер и протекающих в них процессов. Проведён анализ особенностей нестационарных процессов, который указывает на различное их протекание у разных пульсаров. Проанализированы возможные причины высоких пространственных скоростей, в результате выявлена недостаточная эффективность предложенных на сегодняшний день моделей ускорения пульсаров и необходимость в поиске новых решений. Построено распределение начальных периодов пульсаров при условии равенства кинематического и реального возрастов, уточнено характерное время уменьшения магнитного поля и угла между осью вращения и магнитным моментом.

Достоверность результатов

При проведении работ были использованы данные, взятые из самых крупных на сегодняшний день каталогов пульсаров, которые постоянно пополняются свежими данными. Вычисления и анализ полученных зависимостей проводились с помощью апробированных во многих приложениях методов.

Апробация результатов

Все полученные в работе результаты, были представлены на крупных научных конференциях: «Всероссийской астрономической конференции»(в 2013 году),

«Всероссийской конференции по астрофизике высоких энергий» (в 2013 и 2015 годах), конференции астрономического общества «Астрономия от ближнего космоса до космологических далей» (в 2015 году); на которых они были подвергнуты детальному обсуждению с коллегами, работающими по смежным направлениям исследований пульсаров. Результаты работы докладывались также на ежегодных научных сессиях Астрокосмического центра ФИАН и семинарах Пушинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН.

Публикации по теме диссертации в журналах, рекомендованных ВАК

- А1. А.А.Логинов, И.Ф.Малов. Классификация радиопульсаров методом главных компонент. *Астрономический журнал*, Т.91, №1, с.57-70, 2014.
- А2. А.А.Логинов, И.Ф.Малов. Различие параметров в радиопульсарах с короткими и длинными периодами. *Астрономический журнал*, Т.91, №10, с.833-845, 2014.
- А3. А.А.Логинов, И.Ф.Малов. Особенности пульсаров с короткими и с длинными периодами. *Астрономический журнал*, т.92, №11, стр.943-952, 2015.
- А4. А.А.Логинов, Е.Б.Никитина, И.Ф.Малов. Пространственные скорости радиопульсаров. *Астрономический журнал*, т.93, №2 стр.149-159, 2016.
- А5. А.А.Логинов, И.Ф.Малов. Параметры радиопульсаров в двойных системах и шаровых скоплениях. *Астрономический журнал*, т. 94, №2 стр. 127-134, 2017.

Другие публикации автора по теме диссертации

- Б1. А.А.Логинов, И.Ф.Малов. Классификация пульсаров методом главных компонент. Тезисы докладов Всероссийской астрономической конференции ВАК-2013, Санкт-Петербург, с.169.
- Б2. А.А.Логинов, И.Ф.Малов. Различие параметров в радиопульсарах с короткими и с длинными периодами. Тезисы докладов Всероссийской конференции по астрофизике высоких энергий НЕА-2013, Москва, с.54-55.
- Б3. А.А.Логинов, И.Ф.Малов. Сравнительный анализ параметров долгопериодических и короткопериодических пульсаров. Тезисы докладов конференции «Астрономия от ближнего космоса до космологических далей». М, 2015, стр.60-61.
- Б4. А.А.Логинов, Е.Б.Никитина, И.Ф.Малов. Пространственные скорости радиопульсаров. Тезисы докладов Всероссийской конференции по астрофизике высоких энергий НЕА-2015, Москва, с.55-56.

Б5. А.А. Loginov, I.F. Malov. Comparison of parameters in pulsars with short and long periods, *Astronomical and Astrophysical Transactions*, Vol. 29, Issue 4, pp. 471–480, 2016.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту.

1. С использованием современных данных и метода главных компонент показано, что существует два основных кластера пульсаров, один из которых включает в себя объекты с периодом $P > 0,1$ сек, второй состоит из пульсаров с $P < 0,1$ сек. Этот результат согласуется с результатом, полученным в работе [43] по меньшей выборке и для других наборов параметров. На основе анализа исследованных выборок, показано, что нет существенного различия в распределениях параметров в южном ($Z < 0$) и северном ($Z > 0$) полушариях Галактики. (Z - высота над плоскостью Галактики.)
2. Обнаружены различия в целом ряде параметров (частота нуллингов, степень поляризации, величина остаточных уклонений) и их зависимостях от других параметров для пульсаров с $P < 0,1$ сек и с $P > 0,1$ сек. Эти различия свидетельствуют о разных механизмах излучения и локализации его генерации. По новым данным подтверждены обнаруженные ранее корреляции между другими параметрами пульсаров ($L(\dot{E}), W(P)$).
3. Выявлены специфические особенности пульсаров в двойных системах (меньшие по сравнению с одиночными пульсарами светимости и отсутствие зависимости светимости от скорости потери энергии вращения), которые могут быть объяснены аккрецией вещества из компаньона. Магнитные поля на световом цилиндре, на 2-3 порядка превышающие аналогичные значения для одиночных пульсаров, и скорости потери энергии в таких системах в соответствии с признаком, выявленным в работе Малова и Тимиркеевой [3], позволяют ожидать новых обнаружений жёсткого излучения от некоторых из рассмотренных систем.
4. Обнаружено существенное отличие средних тангенциальных скоростей пульсаров с $P < 0,1$ сек и с $P > 0,1$ сек (106 и 334 км/сек, соответственно).

Личный вклад автора.

Автор совместно с научным руководителем участвовал в постановке задач исследований и методов их решения, анализе, интерпретации и обсуждении результатов, а также формулировке выводов работы и их дальнейшего оформления в виде публикаций. Во всех основных результатах, которые выносятся на защиту, личный вклад автора является основным и определяющим.

Объем и структура диссертации.

Общий объём диссертации 119 страниц. Она состоит из введения, пяти глав, включающих 51 рисунок и 6 таблиц, заключения. Список литературы на 10 страницах содержит 104 наименования. Рисунки 1,2 диссертации заимствованы из опубликованных работ [21], [27], рисунок 48- из [52], остальные рисунки выполнены самостоятельно автором диссертации.

Глава 1. Пульсары.

1.1 ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ПУЛЬСАРАХ.

Пульсар- источник импульсного излучения, приходящего на Землю в виде периодически повторяющихся всплесков(импульсов).

Первый радиопульсар, J1921+2153, был открыт в 1967 году в Кембридже на частоте 85,7 МГц [4] Джоселин Белл, аспиранткой Энтони Хьюиша, который в 1974 году совместно с Мартином Райлом получил Нобелевскую премию «за пионерские исследования в области радиофизики». J1921+2153 имел довольно стабильный период 1,337сек [5].

За последующие 10 лет с момента открытия первого пульсара было обнаружено еще 58 подобных объектов, а на сегодняшний день известно более 2,5 тысяч пульсаров [6], большая их часть излучает в радиодиапазоне, но есть объекты с излучением в других диапазонах электромагнитного спектра.

Среди основных наблюдаемых характеристик этих объектов можно назвать следующие:

- период пульсара (P)- время между приходом последовательных импульсов излучения. Является основным параметром, с течением жизни его значение медленно увеличивается.
- производная периода (dP/dt)- показатель скорости увеличения периода.
- ширина (W) и профиль импульса- индивидуальные характеристики, присущие каждому пульсару, которые выводятся после усреднения порядка тысячи индивидуальных импульсов, приходящих от излучателя. Профиль среднего импульса является своеобразным портретом конкретного пульсара и состоит из одной или нескольких компонент (см. [7]-[9]). Кроме того, у некоторых пульсаров, по мере увеличения временного разрешения, в импульсе было обнаружено наличие сложной микроструктуры, достигающей масштабов до 1 мкс [10]-[11].
- Светимость (L)- полная мощность излучения во всех диапазонах частот.
- Спектр излучения- распределение наблюдаемой энергии излучения по частотам.
- Поляризация. У большей части пульсаров наблюдаемое излучение сильно поляризовано. Так, например, у PSRB0833-45 и PSRB0950+08 степень линейной поляризации близка к 100% [12]-[13]. То же касается и круговой поляризации, достигающей у некоторых источников нескольких десятков процентов [14]-[15]. Ход позиционного угла линейной поляризации в главном импульсе является индивидуальной характеристикой, наравне с профилем и шириной импульса.

С учётом высокой стабильности прихода импульсов, можно сделать вывод о том, что их источник является не газовым или плазменным конгломератом, а жёсткой механической системой. Наблюдаемую периодичность можно объяснить одним из трёх процессов: пульсации, собственное вращение или орбитальное движение. Из-за малых периодов вращения, можно исключить обычные звёзды, ввиду их разрушения центробежными силами. Пульсация белых карликов с такими короткими периодами также не представляется возможной (к тому же период колебаний должен уменьшаться из-за потери энергии, а у рассматриваемых источников он увеличивается). Двойная система с коротким орбитальным периодом не смогла бы просуществовать долго из-за излучения гравитационных волн, не говоря уже о том, что её период также должен непрерывно уменьшаться со временем. Поэтому единственным претендентом осталось лишь одно образование из вырожденного вещества: нейтронная звезда. Существование нейтронных звёзд было предсказано задолго до открытия пульсаров [16]-[18]. При массе $\sim 1M_{\odot}$ и радиусе ~ 10 км внутренние слои в ней сжаты до ядерных плотностей ($\sim 10^{15}$ г/см³) и состоят из сверхтекучих нейтронов, образующихся при энергетически выгодном объединении протонов и электронов. Импульсный характер излучения связан с моделью маяка- вращающегося луча, который один раз за период светит на наблюдателя, а компактные размеры звезды позволяют противостоять центробежному разрушению.

Нейтронная звезда является конечным продуктом эволюции звезды и образуется в результате её коллапса. Если изначально у звезды $R_* \sim R_{\odot} = 7 \cdot 10^{10}$ см, а индукция магнитного поля $B \sim 1 \div 10^3$ Гс, то, при условии сохранения магнитного потока, образовавшаяся нейтронная звезда с $R \sim 10$ км будет иметь значение $B \sim 10^{10} \div 10^{13}$ Гс. При быстром сжатии также происходит сильное уменьшение периода вращения, с которым связаны самые большие запасы энергии нейтронной звезды ($E = I\Omega^2/2 \sim 10^{45} \div 10^{52}$ эрг при моменте инерции нейтронной звезды $I = 10^{45}$ г · см²).

Наблюдаемой скорости потери энергии вращения ($dE/dt = I\Omega d\Omega/dt \sim 10^{30} \div 10^{38}$ эрг/с) вполне достаточно для обеспечения излучения во всех диапазонах.

Отмеченные выше факты (быстрое вращение, большие магнитные поля и связь с потерей энергии вращения) были отмечены еще до открытия пульсаров, в работах [19]-[20], и создали предпосылки для развития физики пульсаров. основополагающей работой в этом направлении стала статья Голдрайха и Джулиана [21]. Модель магнитосферы, которую предложили авторы, представлена на **Рис. 1**.

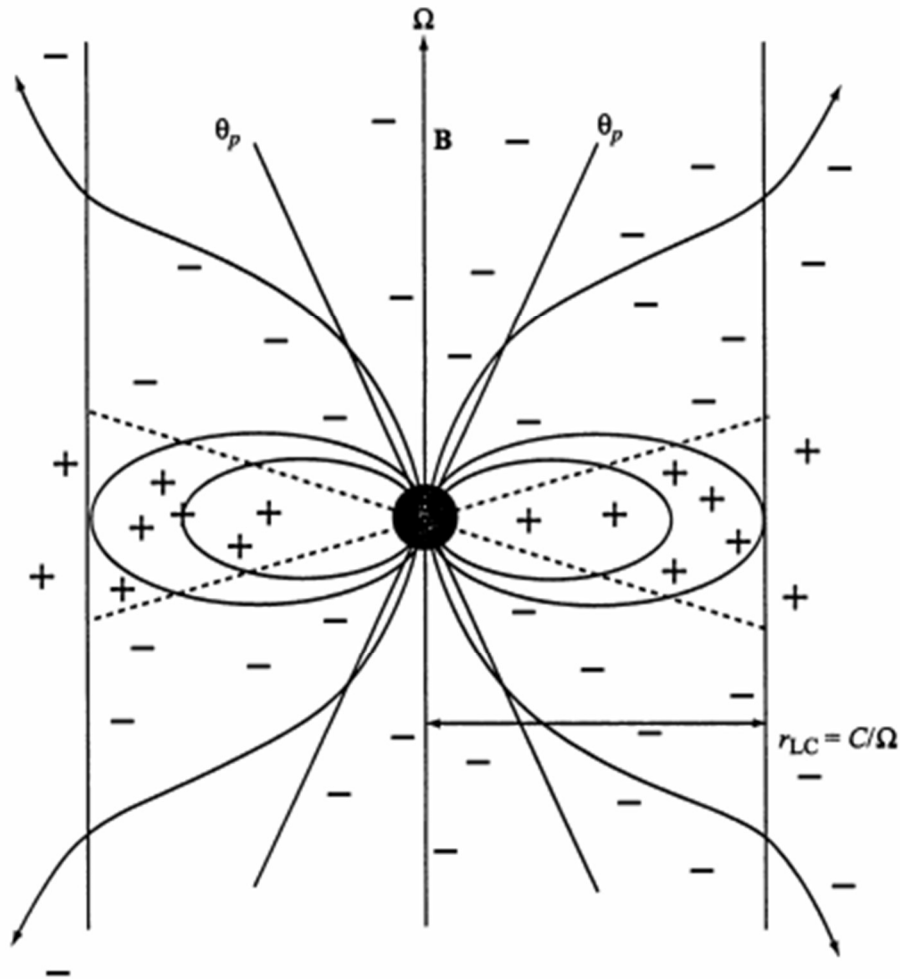


Рис. 1 Модель магнитосферы, предложенная в работе [21].

Оказалось, что структура и форма магнитосферы пульсара определяются не гравитацией, а огромным электрическим полем, которое существует вокруг намагниченного вращающегося шара-нейтронной звезды, вырывает заряженные частицы с её поверхности и ускоряет их.

Высота однородной атмосферы для водорода составляет порядка 1 см при $T \sim 10^6 \text{ К}$. В нейтронных звёздах плазма обладает практически бесконечной проводимостью, а электростатическая сила, действующая на протоны и электроны, на много порядков превышает действующую на них силу тяжести. Такая плазма увлекается магнитным полем и вся магнитосфера вращается как единое целое. Однако синхронное вращение может продолжаться только до тех пор, пока линейная скорость не сравняется со скоростью света. Это произойдёт на расстоянии [21]

$$r_{lc} = c/\Omega \approx 5 \cdot 10^9 \text{ Р см} , \quad (1.1)$$

которое называется радиусом светового цилиндра.

Поверхность светового цилиндра разделяет магнитосферу на области с открытыми и замкнутыми силовыми линиями. Полярные шапки, ограничивающие область открытых силовых линий, имеют угловой радиус [21]:

$$\theta_p \approx (2\pi r/cP)^{1/2}. \quad (1.2)$$

Одной из трудностей в модели, предложенной в работе [21], является то, что некоторые силовые линии начинаются в области отрицательных зарядов, а заканчиваются в области положительных. Для решения этой проблемы в работе [22] была рассмотрена идея об образовании вакуумного зазора вблизи нейтральной линии, заполнению которого препятствует разность потенциалов, возникающая при удалении зарядов из этой области.

В том же 1969 году вышла ещё одна важная работа [23]. Авторы приравнивали скорость потерь вращения нейтронной звезды к мощности её магнитнодипольного излучения, что позволило оценить величину магнитного поля на полюсе. При $M \sim M_\odot$ и $R = 10^6$ см :

$$B_s = 6,4 \cdot 10^{19} \sqrt{P\dot{P}} \text{ Гс}. \quad (1.3)$$

Эта формула остаётся основной для вычисления магнитных полей и по сей день.

Существенный вклад в исследование магнитосферных процессов был сделан в работах [24]-[25], в которых предполагалось ускорение заряженных частиц за счёт продольного электрического поля, возникающего за счет разности потенциалов между центром и краем полярной шапки, в результате чего, возникают релятивистские электроны с лоренц-фактором $\sim 10^7$. Заряженные частицы с такими энергиями, двигаясь в искривлённом магнитном поле, излучают фотоны в широком диапазоне частот [26].

Дальнейший прогресс в понимании физических процессов в магнитосфере был получен после выхода статьи [27]. В 1975 г. Мэлвин Рудерман из Колумбийского университета (Нью-Йорк) и Питер Сазерленд из Университета Макмастера в Гамильтоне (Онтарио) предложили модель, которая на долгие годы стала основой для интерпретации наблюдательных данных и на сегодняшний день считается классической. Они предположили существование вакуумных зазоров вблизи полюсов (высота которых не превышает радиус полярной шапки), разность потенциалов в них способствует ускорению вырванных с поверхности позитронов, вызывая тем

самым пробой зазора в виде отдельных искр с каскадным образованием вторичных частиц (электронов и позитронов). Излучение генерируется в результате возникновения двухпоточковой неустойчивости при движении пучка первичных частиц с лоренц-фактором $\sim 3 \cdot 10^6$ через вторичную плазму с лоренц-фактором $\sim 10^3$. При этом образуются сгустки, которые дают когерентное излучение в радиодиапазоне. Интенсивное когерентное излучение при взаимодействии пучка и плазмы должно происходить на локальной плазменной частоте, которая должна быть меньше критической (см. [27]) $\omega_p < \omega_{cr}$ (Рис. 2). Здесь

$$\omega_{cr} = \frac{3c\gamma^3}{2\rho} \quad (1.4)$$

характерная частота излучения кривизны (curvature radiation), которое считается основным механизмом генерации излучения. Здесь γ - лоренц-фактор, ρ - радиус кривизны силовых линий. Граница формирования когерентного излучения ($\omega_p = \omega_{cr}$) образует полый конус.

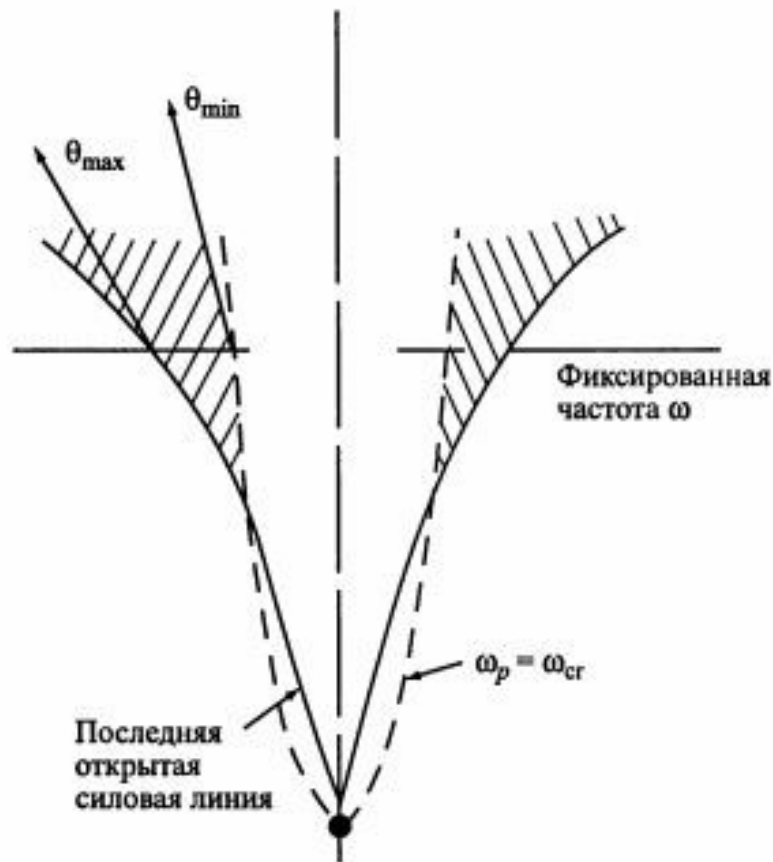


Рис. 2 Модель Рудермана-Сазерленда, представленная в работе [27].

1.2 ОБЗОР ОСНОВНЫХ ПРОБЛЕМ В ИССЛЕДОВАНИЯХ ПУЛЬСАРОВ

Несмотря на большое количество предложенных за последовавшие с момента выхода статьи [27] 40 лет моделей пульсаров, открытие особенностей их излучения и совершенствование наблюдательной аппаратуры, остаётся множество вопросов, требующих ответа. Среди основных из них стоит отметить следующие:

Микроструктура в субимпульсах некоторых пульсаров имеет сложную структуру масштабом до 1 мксек, исследование которой важно для понимания протекающих в магнитосфере процессов, но её изучение ограничивается временным разрешением приёмной аппаратуры.

Поляризация излучения, позволяющая выяснить природу излучения пульсаров, остаётся открытым вопросом, поскольку зависимость хода позиционного угла и степени линейной поляризации от частоты в настоящее время детально не изучена [28]. Подобным образом обстоят дела и с круговой поляризацией.

Построение мгновенных спектров требует одновременного измерения плотности потока во всём диапазоне частот, для решения этой задачи необходимо наличие радиометров с высокой мгновенной чувствительностью. Подобные исследования позволили бы проследить эволюцию спектров во времени. Однако решение этой задачи ограничено состоянием современной радиоастрономической аппаратуры.

Гиганские импульсы, наблюдающиеся лишь у небольшого числа пульсаров, так и не нашли рационального объяснения.

Классификация наблюдаемых объектов является одной из самых важных в любых исследованиях. Но, к сожалению, на сегодняшний день не существует единого мнения по вопросу принципа разделения всей популяции пульсаров на отдельные группы.

Наблюдаемые особенности радиопульсаров (такие как нуллинги, переключения мод и скачки периода), связанные с нестационарными процессами, протекающими в магнитосфере и в недрах нейтронной звезды, требуют более глубокого исследования и осмысления.

Пространственные скорости, значение которых у некоторых пульсаров достигает ~ 1000 км/сек, так и не нашли рационального объяснения механизмов, при помощи которых они достигаются.

Аномальные пульсары, излучающие в жёстких диапазонах, требуют дополнительных наблюдений с целью более детального изучения для построения новых и уточнения уже имеющихся их моделей.

Глава 2. Классификация пульсаров методом главных компонент.

2.1 ОПИСАНИЕ МЕТОДА ГЛАВНЫХ КОМПОНЕНТ И ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ВЫБОРОК.

Метод главных компонент - это совокупность приёмов, позволяющих выделить ведущие факторы вариации исследуемых случайных величин (см. например, [29]-[31]). Основным преимуществом такого подхода, по сравнению с использованными в работах [32]-[38] состоит в том, что он является формальным математическим методом, применение которого не связано со спецификой исследуемых объектов. Метод имеет большие перспективы во всех случаях, когда можно предполагать, что значения случайной величины флюктуируют под воздействием ограниченного числа причин и эти причины могут быть выявлены через исследуемые случайные величины.

Первые попытки применить данный метод к популяции пульсаров были сделаны спустя 10 лет после их открытия, в работах [39],[40]. Несколько позднее, вышла работа [41], в которой использовались данные из каталога [42]. Последняя работа, посвящённая данной задаче [43], выполнена в 1997г. За прошедшие с момента её выхода 20 лет, значительно увеличилось число известных пульсаров, выполнены новые измерения их параметров, уточнены прежние оценки некоторых величин, что неизбежно привело к существенному увеличению исследуемой выборки, анализ которой позволит уточнить оценку однородности всей популяции пульсаров.

Метод главных компонент основан на нахождении собственных чисел и собственных векторов корреляционной матрицы с последующим нахождением компонентом собственных векторов. Эти компоненты дают значения коэффициентов корреляции с независимыми факторами, представленными через линейную комбинацию значений исследуемых случайных величин. Собственные векторы определяют оси ортогональной системы координат и являются независимыми друг от друга.

В исходной матрице строки соответствуют конкретным объектам, а столбцы — выбранным для классификации параметрам (см. [30]). Затем строится ковариационная матрица:

$$L = \begin{vmatrix} \sum X_1^2 & \sum X_1 X_2 \dots & \sum X_1 X_k \\ \sum X_2 X_1 & \sum X_2^2 \dots & \sum X_2 X_k \\ \dots & \dots & \dots \\ \sum X_k X_1 & \sum X_k X_2 \dots & \sum X_k^2 \end{vmatrix}.$$

Здесь $\sum X_i^2 = \sum_{j=1}^n [(X_i)_j - \langle X_i \rangle]^2$, $\sum X_i X_k = \sum_{j=1}^n [(X_i)_j - \langle X_i \rangle][(X_k)_j - \langle X_k \rangle]$ -ковариации элементов матрицы, $(X_i)_j$ - i -й параметр j -го пульсара, n -полное количество пульсаров в данной выборке. Диагональные элементы пропорциональны дисперсиям.

Если все элементы поделить на соответствующие дисперсии, получится корреляционная матрица (см. [30]):

$$R = [r_{ij}] = \begin{bmatrix} 1 & r_{12} & \dots & r_{1k} \\ r_{21} & 1 & \dots & r_{2k} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ r_{k1} & r_{k2} & \dots & 1 \end{bmatrix}$$

В исходной матрице число строк (объектов), как правило, значительно больше, чем число столбцов (параметров). Ковариационная и корреляционная матрицы становятся квадратными, в них числа строк и столбцов равны числу классифицирующих параметров.

Следующий шаг анализа состоит в нахождении собственных чисел, характеристического уравнения и, наконец, собственных векторов корреляционной матрицы. Они и будут являться основами искомых компонент:

$$|A - \lambda E| = 0 \quad (2.1)$$

Здесь A - исследуемая корреляционная матрица, E - единичная матрица. Число корней алгебраического уравнения для λ равно числу использованных классифицирующих параметров (рангу корреляционной матрицы). Собственные векторы находятся из системы уравнений

$$(A - \lambda E)\alpha = 0, \quad (2.2)$$

где столбец α - собственный вектор матрицы A с собственным числом λ .

В работе [43] поиск собственных чисел и векторов выполнялся для ковариационной матрицы, что также позволяет найти группы объектов в фазовом пространстве параметров, но при этом приходится оперировать большими числами. Использование матриц, составленных из коэффициентов корреляций, заключенных в пределах от -1 до 1 позволяет этого избежать.

После чего происходит построение системы координат, основой которой являются найденные ортогональные векторы, и помещение точек исходных данных, умноженных на соответствующие компоненты вектора, в получившуюся координатную систему.

В работе использовался пополняемый каталог радиопульсаров [6], содержащий в настоящее время более 2500 источников. При выполнении анализа не представляется возможным использование большого числа параметров, поскольку при этом существенно обедняется выборка объектов (не для всех пульсаров измерены или вычислены необходимые характеристики) и кроме того не все параметры описывают специфику пульсаров (должны быть исключены координаты, расстояния, меры дисперсии и меры вращения). Также были исключены из рассмотрения пульсары, входящие в двойные системы и в шаровые скопления, поскольку в этих объектах могут протекать процессы, не связанные с собственными механизмами, которые характерны для изолированных нейтронных звёзд. Основными и наиболее важными для понимания природы пульсара можно считать его период, производную этого периода, показывающую скорость и направление его эволюции, ширину профиля импульса, характеризующую структуру магнитосферы, светимость, определяющую мощность излучения, и Z -координату (расстояние от плоскости Галактики), которая может характеризовать возраст объекта, при условии, что средние скорости движения в пространстве не сильно отличаются для разных пульсаров. Это условие само по себе также представляется интересным для анализа.

2.2 РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ.

2.2.1 АНАЛИЗ МАТРИЦ ЧЕТВЁРТОГО ПОРЯДКА.

Прежде всего, в качестве параметров были использованы период (P), светимость (L), ширина профиля импульса по уровню в 10% (W_{10}) в мсек, и Z -координата для 338 пульсаров. Логарифмические значения светимостей

брались из работы [44], в которой значения L вычислены только для 338 пульсаров. Во избежание преобладания сравнительно больших значений одних параметров над значениями остальных исследуемых параметров, для анализа были приняты логарифмические значения светимостей. В дальнейшей работе, в основном, были использованы логарифмы параметров.

Была получена следующая корреляционная матрица (см. [A1], совместный результат диссертанта и соавтора)

$$1,00 \quad -0,30 \quad 0,57 \quad 0,06$$

$$-0,30 \quad 1,00 \quad 0,09 \quad 0,01$$

$$0,57 \quad 0,09 \quad 1,00 \quad 0,13$$

$$0,06 \quad 0,01 \quad 0,13 \quad 1,00,$$

собственные числа которой:

$$1,97 \quad 0,98 \quad 0,93 \quad 0,12$$

При построении собственных векторов следует учитывать, что собственные числа пропорциональны дисперсии точек в соответствующем фазовом пространстве, т.е., если всей дисперсии поставлено в соответствие 100% (что эквивалентно сумме приведенных выше четырёх собственных чисел, равной 4), то на долю первого вектора в нашем случае будет приходиться 49 % полной дисперсии, на второй вектор, ортогональный первому, - 25 %, на третий (ортогональный первым двум) — 23% и на четвёртый, ортогональный в фазовом пространстве трём первым, - около 3%. Как правило, при применении метода главных компонент считается достаточным выбрать около 90 % дисперсии, поэтому в данном случае можно ограничиться тремя собственными векторами, которые имеют вид (см. [A1], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$F1 = 3,83 P - 1,66 \lg L + 3,61 W_{10} + Z$$

$$F2 = -0,15 P - 0,58 \lg L - 0,35 W_{10} + Z$$

$$F3 = 0,17 P + 2,93 \lg L + 0,89 W_{10} + Z$$

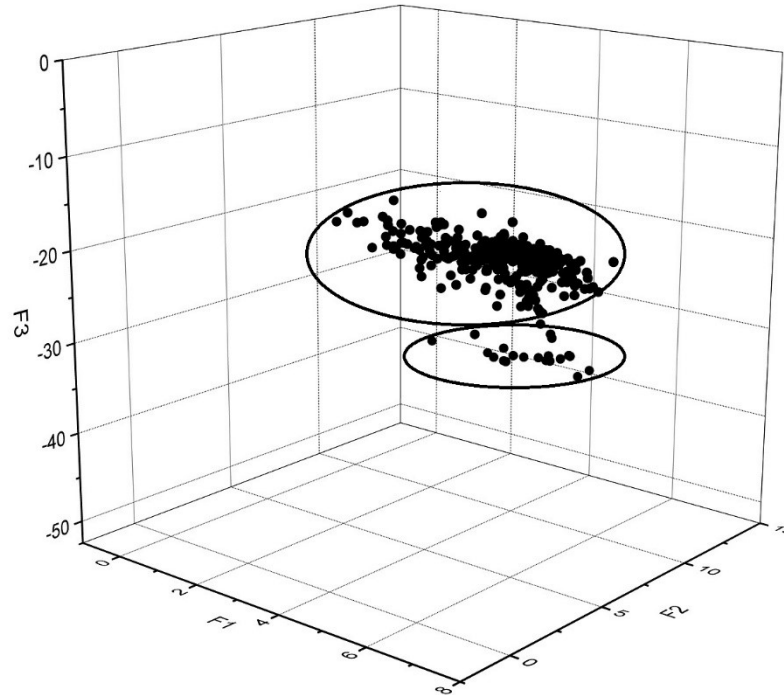


Рис. 3 Распределение пульсаров в пространстве (F1, F2, F3). Рисунок выполнен на основе данных из работы [A1], носит иллюстративный характер.

На **Рис. 3** представлено распределение пульсаров в пространстве этих трёх векторов. При этом распределение пульсаров распадается на два отдельных кластера. В верхнем кластере содержится 311 объектов, в нижнем 27.

На **Рис. 4** приведены проекции распределений пульсаров в пространстве собственных векторов для 751 пульсара и 4 параметров: $\lg P$, $\lg (dP/dt)$, $\lg W_{10}$ и $\lg |Z|$. Здесь не использовались значения L , поэтому число пульсаров увеличилось.

Соответствующие собственные числа и векторы равны (см. [A1], совместный результат диссертанта и соавтора):

2,225	1,682	0,046	0,046
0,733	-0,131	0,116	
-0,386	-0,392	2,180	
0,765	-0,396	0,508	
1,000	1,000	1,000	

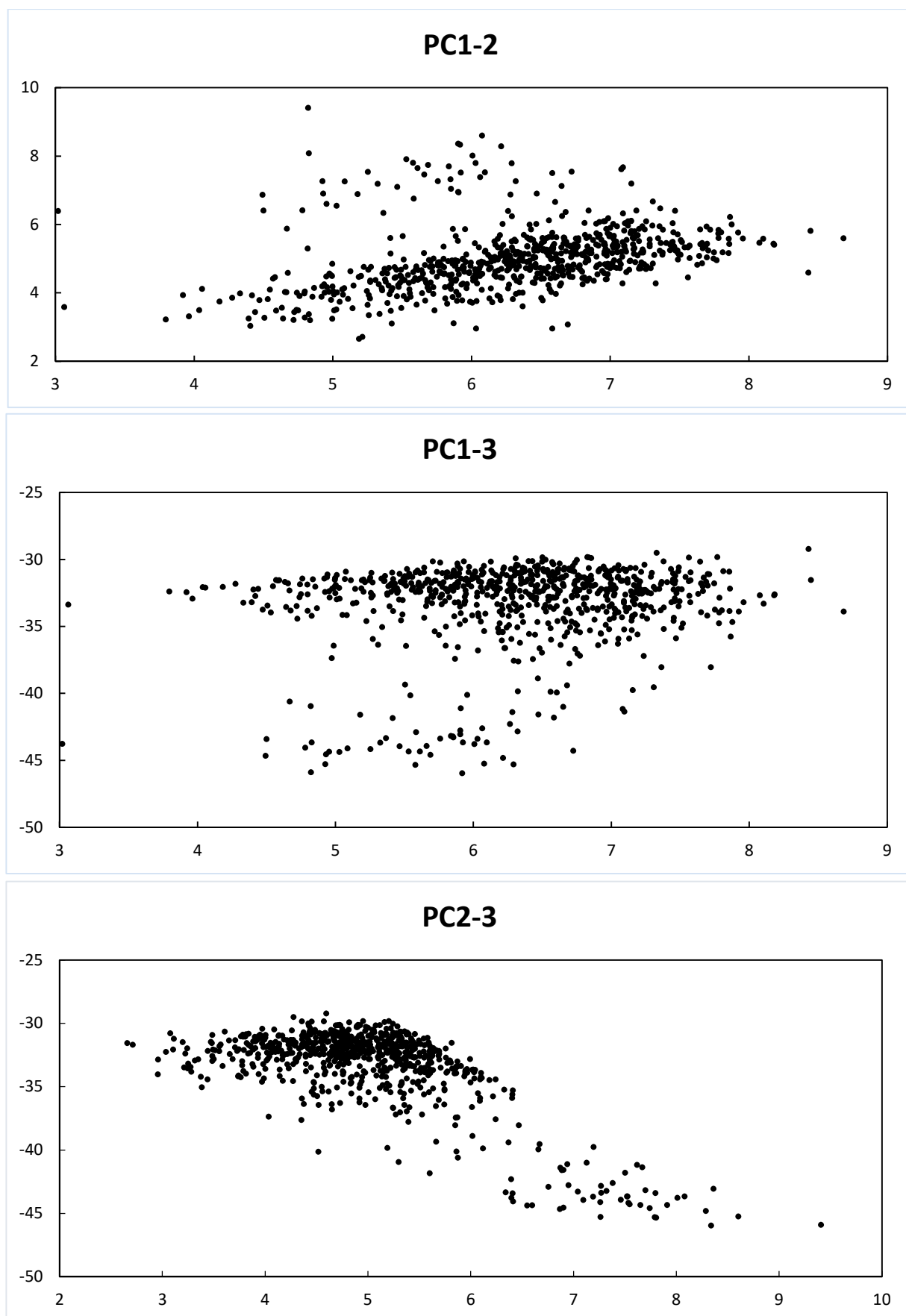


Рис. 4 Проекция распределения пульсаров на плоскостях $(F1, F2)$, $(F1, F3)$ и $(F2, F3)$, соответственно. (PC- principal components). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].

2.2.2 АНАЛИЗ МАТРИЦ ПЯТОГО ПОРЯДКА.

Выборка: 573 объекта с известными P , dP/dt , W_{50} , L и Z даёт собственные числа (см. [A1] совместный результат диссертанта и соавтора):

2,340 1,103 1,019 0,421 0,118,
46,80% 22,05% 20,37% 8,42% 2,36%,

и три первых вектора:

3,81146	-0,38112	-0,18323
3,38806	0,67439	0,00118
3,47612	-0,49948	-0,10138
0,06329	-1,51617	0,73954
1,00000	1,00000	1,00000

Здесь светимость L взята из каталога [6].

Проекции распределений пульсаров в пространстве собственных векторов приведены на **Рис. 5**. Распределение пульсаров распадается на два отдельных кластера. Для наглядности характерные признаки двух основных кластеров схематически представлены на **Рис. 6**. Значения параметров для этих кластеров приведены в **Таблице 1**.

Таблица 1. Значения параметров кластеров в распределении 573 пульсаров с известными P , dP/dt , W_{50} , L и Z . Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].

	КЛАСТЕР1		КЛАСТЕР2		СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ	
	от	до	от	до	КЛАСТЕР1	КЛАСТЕР2
P , сек	0,00156	0,06494	0,10144	8,50983	0,01605	0,86880
\dot{P}	$1,46 \times 10^{-21}$	$4,01 \times 10^{-19}$	$6,85 \times 10^{-19}$	$4,66 \times 10^{-13}$	$5,34 \times 10^{-20}$	$7,31 \times 10^{-15}$
W_{50} , мсек	0,063	5,300	0,600	740,000	1,058	24,926
Z , кпс	0,02	1,76	0,01	5,51	0,48	0,61

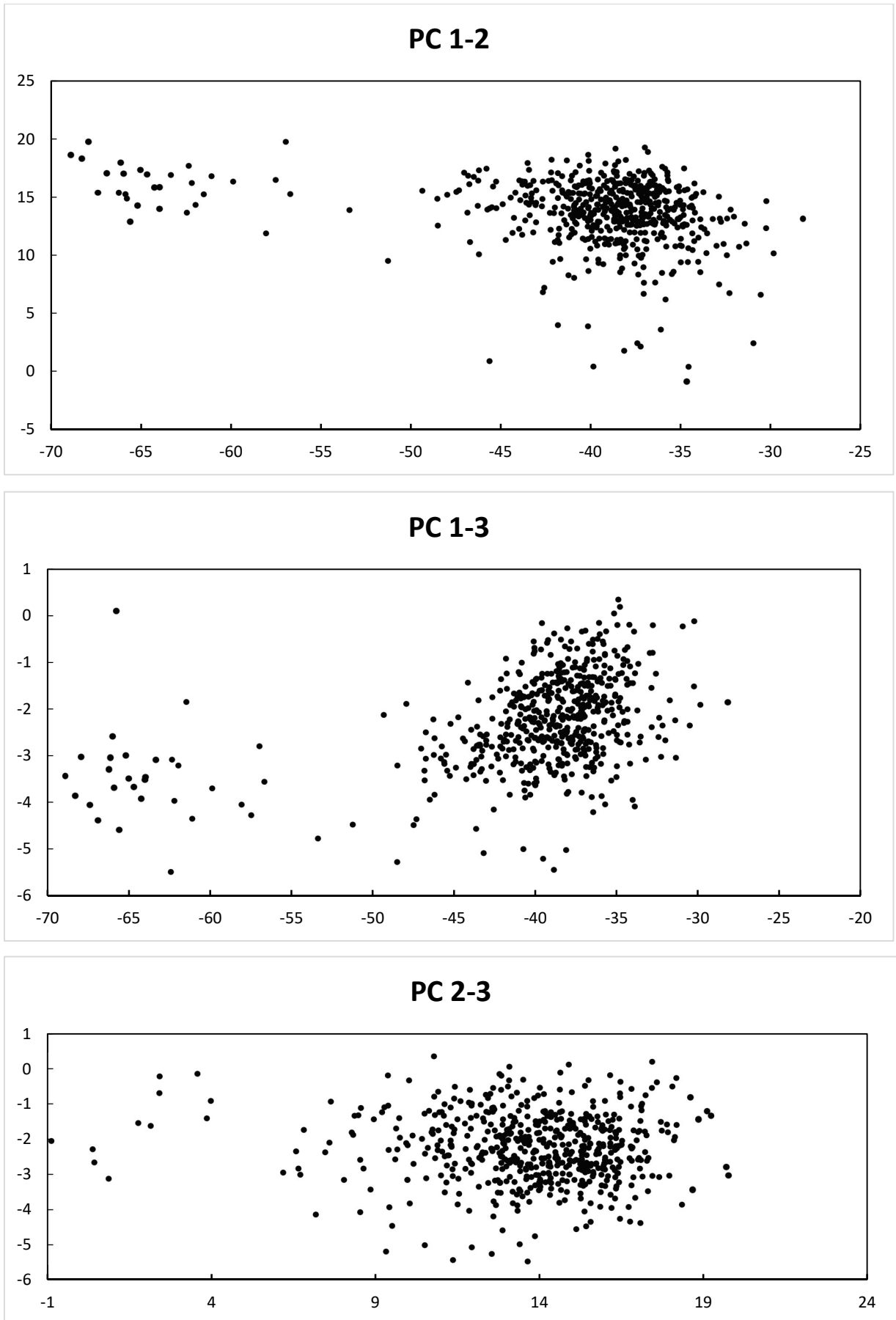


Рис. 5 Проекция распределений для 573 пульсаров с известными P , dP/dt , W_{50} , L и Z . Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].



Рис. 6 Характеристики кластеров. Рисунок выполнен на основе данных из работы [А1], носит иллюстративный характер.

2.2.3 АНАЛИЗ МАТРИЦ ШЕСТОГО ПОРЯДКА.

Выборка из 573 объектов с 6 параметрами (P , dP/dt , W_{50} , Z , L , V_{1c}).

Собственные числа (см. [А1] совместный результат диссертанта и соавтора):

2,965	1,262	1,078	0,460	0,235	1,313E-07
49,2%	21,04%	17,97%			

и три первых вектора:

-1,143	-0,008	-1,505
-0,780	1,429	-1,385
-1,038	-0,128	0,129
-0,146	-1,300	13,407
-0,139	1,566	12,021
1,000	1,000	1,000

Соответствующие распределения показаны на **Рис. 7**. В распределении также наблюдаются два кластера. Характерные признаки кластеров приведены в **Таблице 2**.

Таблица 2. Значения параметров кластеров в распределении 573 пульсаров с 6 параметрами (P , dP/dt , W_{50} , Z , L , B_{IC}). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].

	КЛАСТЕР 1		КЛАСТЕР 2		СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ	
	ОТ	ДО	ОТ	ДО	КЛАСТЕР1	КЛАСТЕР2
P , сек	0,001558	0,06494	0,101439	8,509827	0,01578	0,86875
\dot{P}	$1,46 \times 10^{-21}$	$4,01 \times 10^{-19}$	$1,71 \times 10^{-18}$	$4,66 \times 10^{-13}$	$5,34 \times 10^{-20}$	$7,32 \times 10^{-15}$
W_{10} , мсек	0,038	5,3	0,6	740	1,03	24,96
Z , КПК	0,03	1,76	0	4,23	0,42	0,60
$L_{кат.}$, МЯн \times КПС ²	0,164	6000	0,098	26100	243,87	532,27
B_{IC} , Гс	136	1020000	0,0316	12000	47600	212

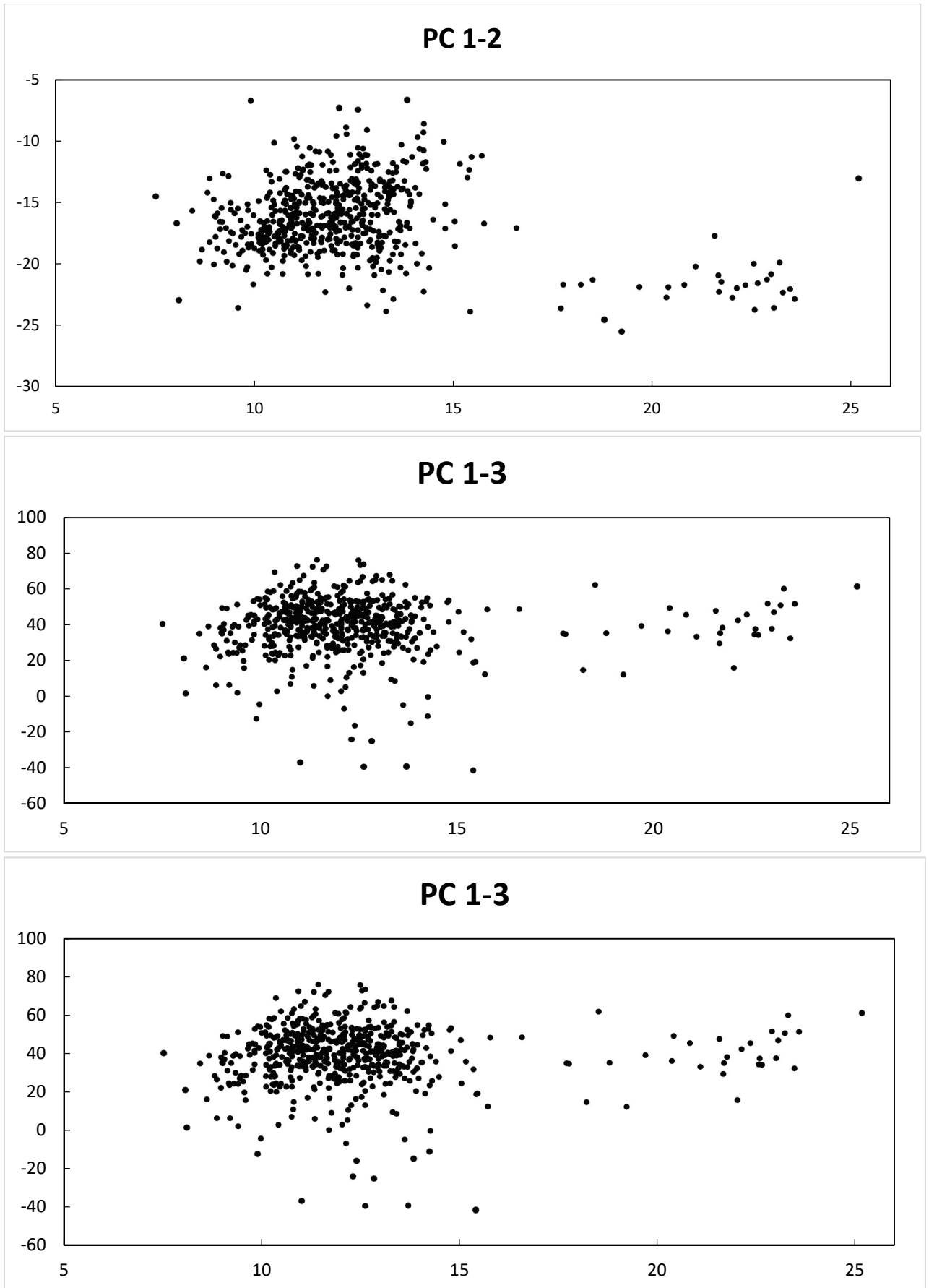


Рис. 7 Проекция распределения 573 пульсаров с 6 параметрами (P , dP/dt , w_{50} , Z , L , V_{IC}). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].

2.2.4 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ В СЕВЕРНОМ И ЮЖНОМ ПОЛУШАРИЯХ ГАЛАКТИКИ.

Возможно осуществить анализ распределения пульсаров в северном и южном полушарии Галактики для выявления однородности распределений путем деления общей выборки на две по знаку Z -координаты. Таким образом, получилось две группы, в одной из которых 778 объектов с $Z > 0$, в другой 754 объекта с $Z < 0$.

Выбрав в качестве классифицирующих параметров $\lg P$, $\lg \dot{P}$, магнитное поле на поверхности нейтронной звезды B_s и поле на световом цилиндре B_{lc} , получим следующие собственные векторы (см. [A1], совместный результат диссертанта и соавтора).

<u>778 пульсаров, $Z > 0$</u>		
-6,856	-0,490	1,303
-11,404	0,314	-0,655
-12,822	0,071	-0,029
1,000	1,000	1,000

Их проекции показаны на **Рис. 8**.

Для 754 пульсаров с $Z < 0$ собственные векторы равны (см. [A1], совместный результат диссертанта и соавтора)

-5,426	-0,330	2,320
-7,575	0,233	-1,151
-8,194	0,114	-0,357
1,000	1,000	1,000,

а их проекции представлены на **Рис. 9**.

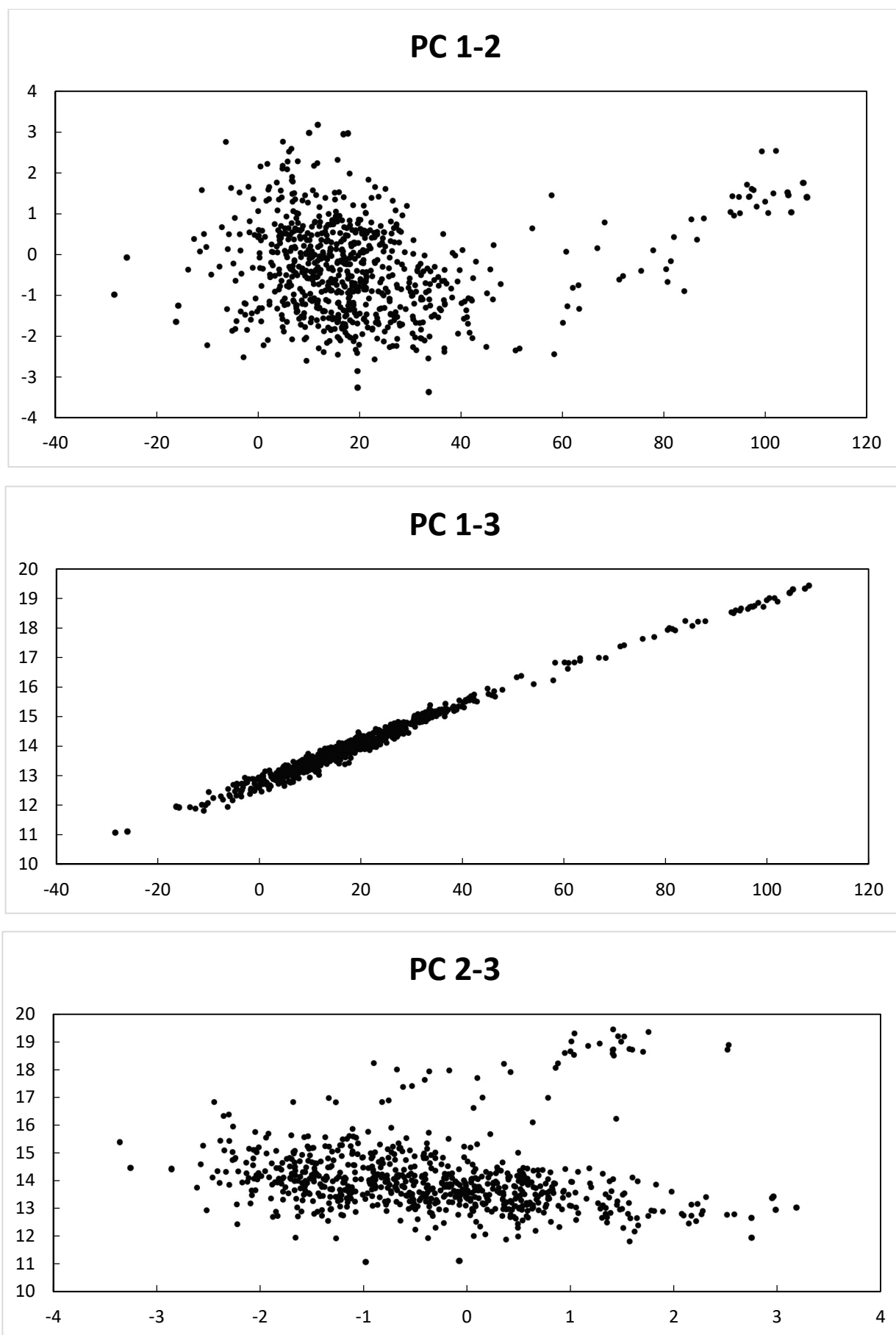


Рис. 8 Проекция собственных векторов, построенных по P , dP/dt , V_s и V_{lc} , для 778 пульсаров с $Z > 0$. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].

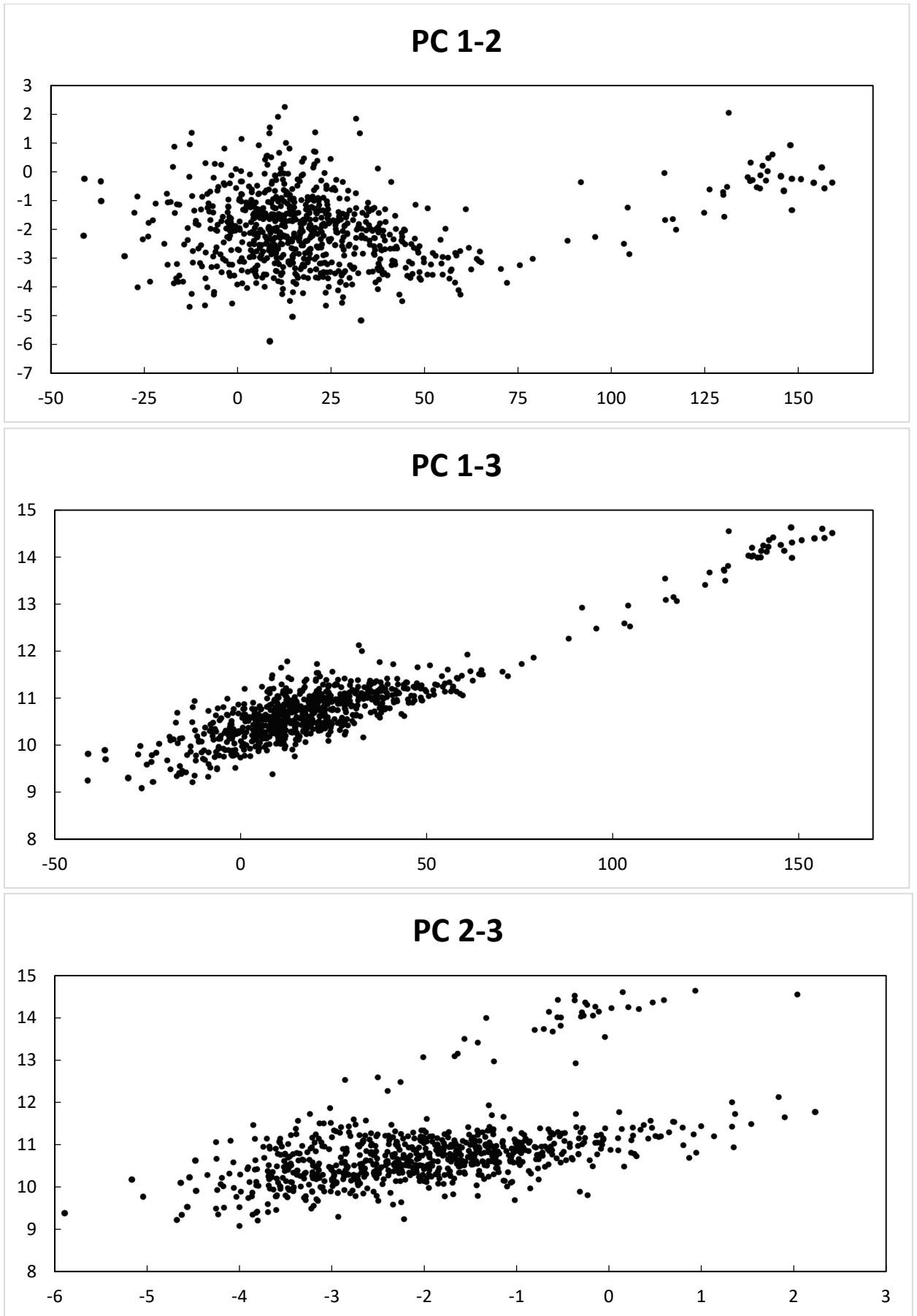


Рис. 9 Проекция собственных векторов, построенных по P , dP/dt , V_s и V_{lc} , для 754 пульсаров с $Z < 0$. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].

На рис.8 и рис.9 можно выделить два основных кластера, которые характеризуются параметрами, представленными в **Таблице 3**.

Таблица 3. Значения параметров кластеров в распределении 754 пульсаров с $Z < 0$ (P , dP/dt , B_s и B_{lc}). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].

	Кластер1		Кластер2	
	от	до	от	до
P , сек	0,00156	0,09966	0,10143	8,50982
\dot{P}	$1,5 \times 10^{-21}$	$3,3 \times 10^{-14}$	$1,93 \times 10^{-18}$	$2,3 \times 10^{-12}$
B_s , Гс	$6,7 \times 10^7$	$1,7 \times 10^{12}$	$1,7 \times 10^{10}$	$5,5 \times 10^{13}$
B_{lc} , Гс	73,8	1020000	0,0316	10600

Средние значения параметров (см. [A1], совместный результат диссертанта и соавтора):

Кластер 1	Кластер 2
$\langle P \rangle = 0,03$ сек	$\langle P \rangle = 0,85$ сек
$\langle \dot{P} \rangle = 2,7 \times 10^{-15}$	$\langle \dot{P} \rangle = 1,5 \times 10^{-14}$
$\langle B_s \rangle = 2,61 \times 10^{11}$ Гс	$\langle B_s \rangle = 2,2 \times 10^{12}$ Гс
$\langle B_{lc} \rangle = 21421$ Гс	$\langle B_{lc} \rangle = 274$ Гс

В пульсарах с $Z > 0$ значения параметров практически совпадают с соответствующими величинами для пульсаров с $Z < 0$, а их распределения оказываются также очень похожими. Детальный анализ таких распределений не проводился. Он представляет интерес, поскольку существуют некоторые отличия в структуре среды при $Z > 0$ и $Z < 0$ (наличие северного полярного шпура с коконом вокруг него, неодинаковое распределение следов остатков сверхновых, струи и потоки и в некоторых областях над диском Галактики и под ним и др.). Проведенное нами исследование показывает, что эти аномалии слабо влияют на распределение параметров пульсаров из исследованной выборки.

Как видно из полученных результатов, распределения в двух галактических полушариях практически не отличаются, т.е., нет различия распределения параметров пульсаров в двух полушариях Галактики.

Как следует из этих результатов, разделение пульсаров на кластеры происходит из-за различия их периодов. Короткопериодические объекты характеризуются миллисекундными периодами, малыми производными периода и магнитными полями на поверхности, но сильными полями на световом цилиндре. Для второй группы характерны периоды порядка секунды, большие производные и магнитные поля на поверхности и значительно меньшие в среднем поля на световом цилиндре.

Считая, что скорость замедления вращения пульсаров остается постоянной с течением жизни, как известно, можно посчитать время, за которое пульсар, имеющий параметры P и dP/dt , такие же как средние значения, присущие первому кластеру, приобретет такие же значения как средние у второго:

$$\bar{P}_2 = \bar{P}_1 + \Delta t * \dot{\bar{P}}_1 \quad (2.4)$$

Подставив в выражение средние значения для двух кластеров, получим время $1,8 \times 10^{12}$ лет, превышающее возраст Вселенной. Этот факт позволяет исключить возможность «перехода» пульсара из одного кластера в другой и свидетельствует о стабильности и независимости существования двух получившихся кластеров.

2.2.5 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЪЕКТОВ С ИЗМЕРЕННЫМ СОБСТВЕННЫМ ДВИЖЕНИЕМ.

Одним из важных параметров для понимания происхождения пульсаров и механизмов их ускорения следует считать скорость их движения. Наблюдения собственного движения объектов по небесной сфере дают возможность оценить лишь тангенциальную составляющую скорости V_{trans} . Но и она представляет интерес для решения указанных проблем.

На Рис.10 приведены проекции распределений пульсаров в пространстве собственных векторов для выборки из 176 объектов, для которых есть измерения собственного движения, и 5 параметров (P , \dot{P} , W_{10} , Z , V_{trans}).

Собственные числа (см. [A1], совместный результат диссертанта и соавтора):

2,893	1,206944	0,661686	0,18437	0,054475	
57,85%	24,14%		13,23%	3,69%	1,09%

и собственные векторы:

1,895943	-0,1757	-0,31059
1,847849	-0,24586	0,164323
1,819851	-0,15753	-0,37258
0,050372	1,471243	-0,72922
1	1	1

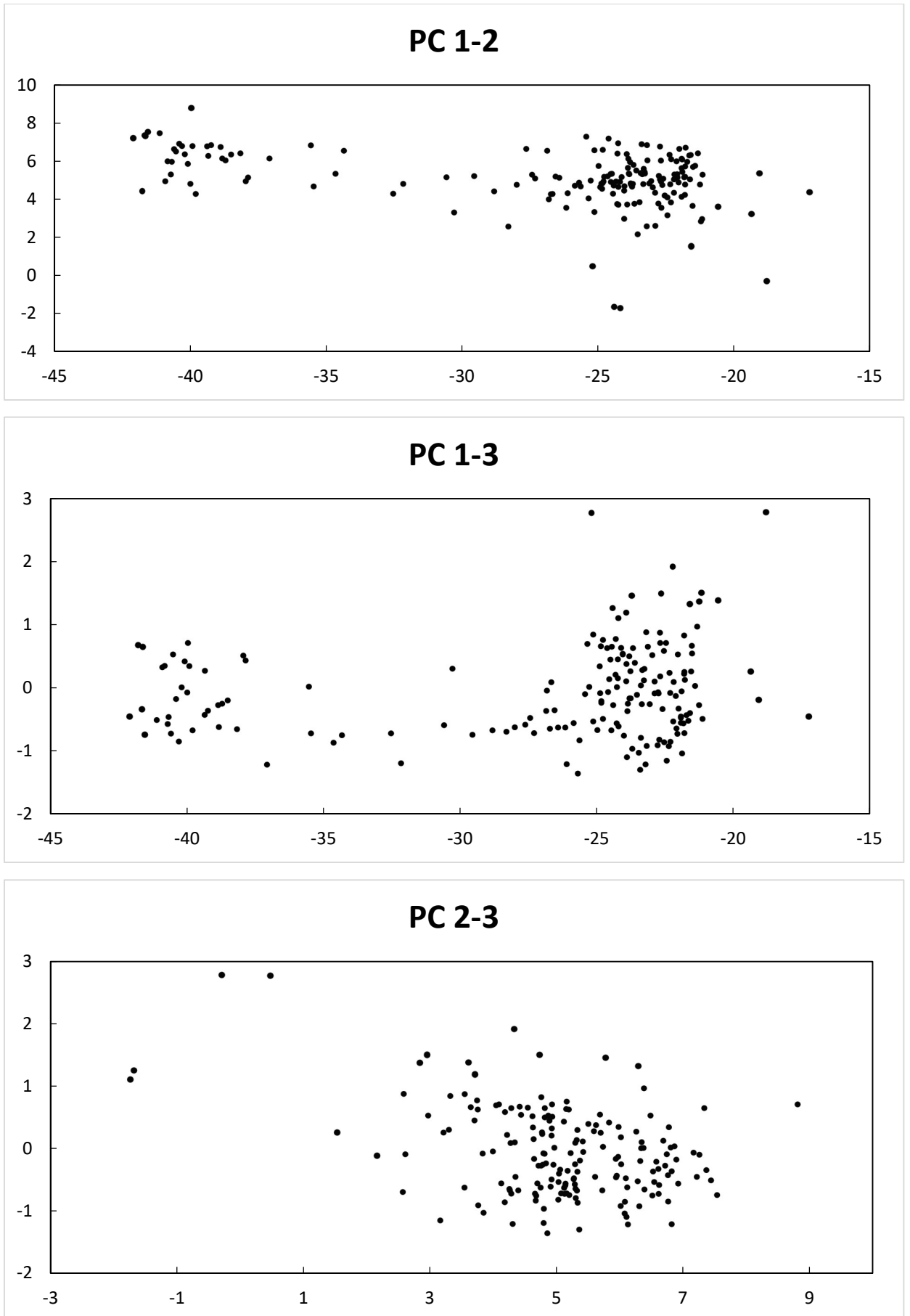


Рис. 10 Проекция распределения 176 пульсаров с 5 параметрами (P , \dot{P} , W_{10} , Z , V_{trans}). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].

Особенности кластеров отображены в сводной **Таблице 4**.

Таблица 4. Значения параметров кластеров в распределении 176 пульсаров с 5 параметрами (P , \dot{P} , W_{10} , Z , V_{trans}). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].

	Кластер 1		Кластер 2		Средние	
	от	до	от	до	Класт. 1	Класт. 2
P , сек	0,0016	0,0649	0,1014	8,5098	0,0125	0,7858
\dot{P}	$1,46 \times 10^{-21}$	$8,63 \times 10^{-18}$	$7,35 \times 10^{-18}$	$7,46 \times 10^{-14}$	$3,16 \times 10^{-19}$	$5,27 \times 10^{-15}$
W_{10} , мсек	0,038	14,3	2,9	185,5	1,45	20,05
Z , кпс	0,03	1,75	0,01	4,23	0,39	0,50
V_{trans} , км/сек	8,73	1016,06	6,07	3945,95	106,01	334,45

Оказалось, что пульсары с короткими периодами имеют значительно меньшие пространственные скорости, чем долгопериодические объекты. Этот факт требует своего теоретического осмысления, но он хорошо укладывается в концепцию представлений о короткопериодических пульсарах как о «раскрученных» членах в двойных системах. Их скорость, по видимому, равна орбитальной скорости в момент образования нейтронной звезды при взрыве сверхновой и распаде двойной системы.

2.2.6 МАТРИЦА КОРРЕЛЯЦИЙ.

Особый интерес представляет исследование наличия корреляций между различными наблюдаемыми и измеренными параметрами пульсаров.

Таблица 5. Коэффициенты корреляции основных вычисляемых и измеряемых параметров радиопульсаров. Таблица подготовлена на основе данных из каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].

	P	dP/dt	W_{10}	S_{400}	S_{1400}	Z	L	L_{1400}	B_s	dE/dt	B_{lc}
P	1										
dP/dt	0,12	1									
W_{10}	0,58	0	1								
S_{400}	-0,06	-0,04	-0,03	1							
S_{1400}	-0,06	-0,02	-0,01	0,83	1						
Z	0,03	-0,02	0,17	-0,01	-0,02	1					
L	-0,09	-0,02	0,08	0,25	0,17	0,09	1				
L_{1400}	-0,09	-0,01	0,06	0,17	0,23	0,04	0,22	1			
B_s	0,47	0,8	0,17	-0,04	-0,04	-0,03	-0,01	-0,01	1		
dE/dt	-0,14	0,17	-0,09	-0,03	-0,02	0	0	0,03	0,07	1	
B_{lc}	-0,25	-0,03	-0,17	-0,03	-0,04	-0,13	-0,06	-0,04	-0,11	0,15	1

Поскольку коэффициенты кросскорреляции двух любых параметров из таблицы равны друг другу ($r_{ij} = r_{ji}$), приведена только половина матрицы. Она дает возможность наглядно увидеть зависимости между отдельными параметрами или, наоборот, их независимость друг от друга. Как видно из этой таблицы, наблюдается заметная корреляция лишь между W_{10} и P, остальные характеристики можно считать независимыми. Эта корреляция естественно объясняется в стандартной модели пульсара. Если излучение ограничено открытыми силовыми линиями дипольного магнитного поля, то ширина наблюдаемого импульса приблизительно равна [45]:

$$W_{10} = \left(\frac{2\pi r P}{c} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

и при одинаковом расстоянии уровня генерации от центра нейтронной звезды r

$$W_{10} \propto P^{1/2} \quad (2.6)$$

Что касается корреляций $B(P)$ и $B(dP/dt)$, то они имеют формульный характер, так как индукция магнитного поля вычисляется по формуле [23]:

$$B = 6,4 * 10^{19} \left(P \frac{dP}{dt} \right)^{1/2} \text{ Гс.} \quad (2.7)$$

2.3 ВЫВОДЫ.

1. По новым данным, как и в работе [43], подтверждено, что в распределениях параметров пульсаров, построенных с использованием метода главных компонент, наблюдаются два основных кластера. Один из них образован пульсарами с короткими периодами ($P < 0,1$ сек), второй — пульсарами с $P > 0,1$ сек.
2. Оказалось, что среднее значение пространственной скорости пульсаров с короткими периодами в несколько раз меньше скорости долгопериодических пульсаров (106 и 334 км/сек, соответственно).
3. На основе анализа исследованных выборок, показано, что нет существенного различия в распределениях параметров в южном ($Z < 0$) и северном ($Z > 0$) полушариях Галактики. (Z - высота над плоскостью Галактики.)

Глава 3. Различия параметров пульсаров с короткими и длинными периодами.

3.1 СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЗАВИСИМОСТЕЙ МЕЖДУ РАЗЛИЧНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ ДЛЯ ПУЛЬСАРОВ С КОРОТКИМИ И С ДЛИННЫМИ ПЕРИОДАМИ.

3.1.1 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДОВ ПУЛЬСАРОВ И ИХ ПРОИЗВОДНЫХ.

На Рис. 11 представлено распределение пульсаров по периодам, а на Рис. 12- по производным периода.

Эти два распределения показывают явную бимодальность, означающую, что пульсары с периодами меньше десятков миллисекунд никогда не станут «нормальными», поскольку для этого необходимо время больше возраста Вселенной. Так, для пульсара с $P = 10$ мсек и $dP/dt = 10^{-19}$ время, необходимое для достижения периода, равного 1 сек, составляет 300 млрд лет. Это ещё раз подчёркивает, что объекты, находящиеся в левом нижнем углу диаграммы $dP/dt(P)$ (Рис. 13) представляют собой отдельную группу пульсаров. Кроме того, в соответствии с доводами, приведёнными в работе [46], ввиду различий в строении магнитосфер этих двух групп и уровнях генерации излучения, вполне разумно ожидать заметных наблюдательных отличий.

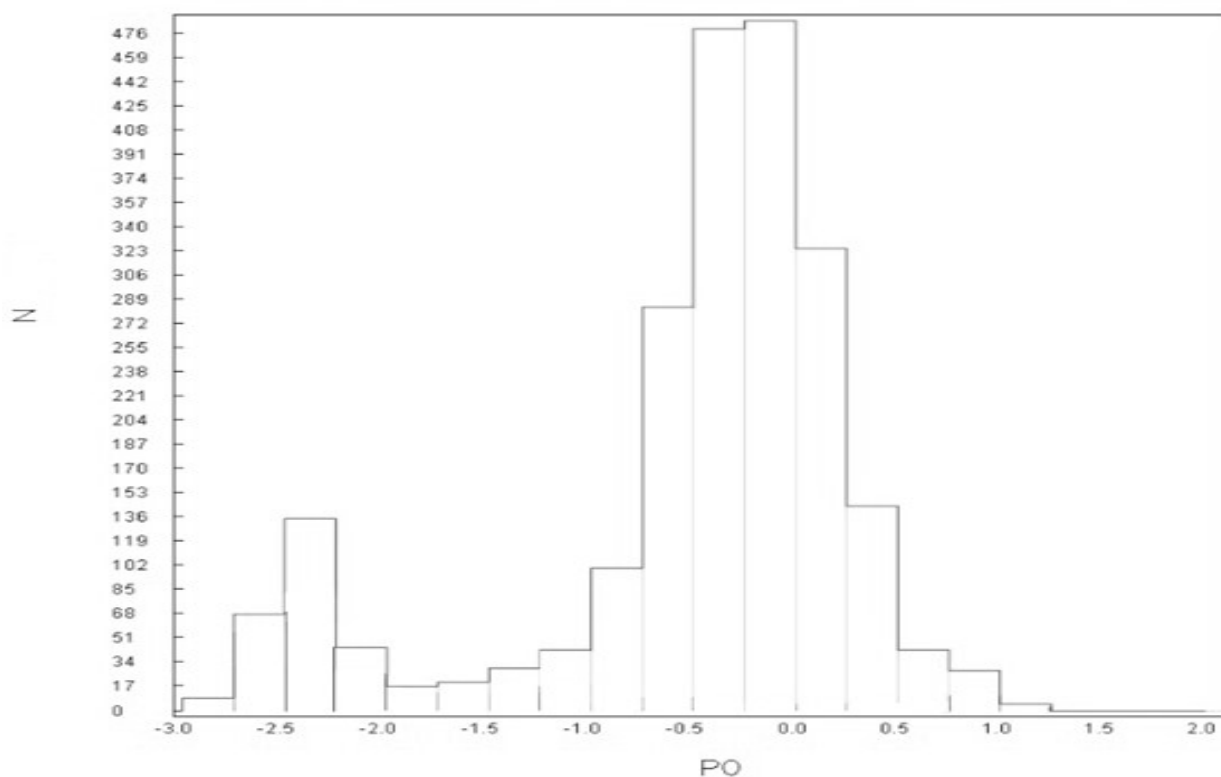


Рис. 11 Распределение радиопульсаров по периодам, построенное по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

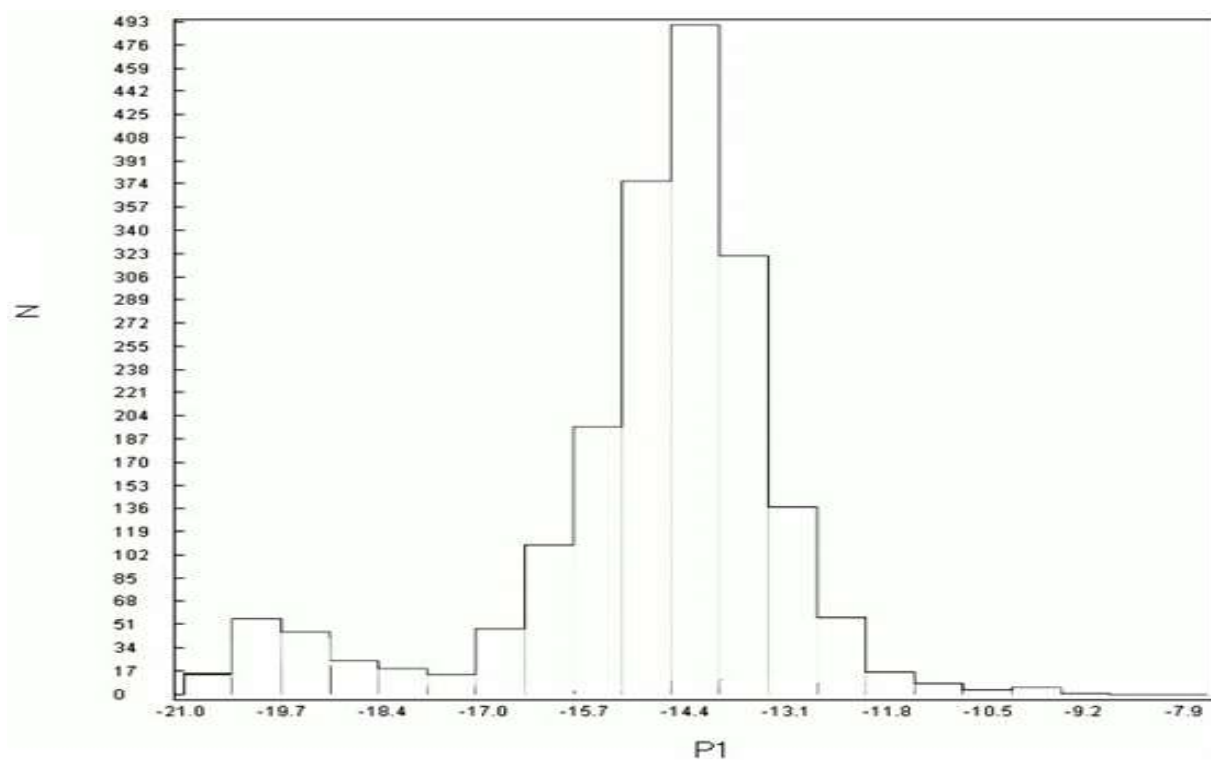


Рис. 12 Распределение производных периода радиопульсаров , построенное по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

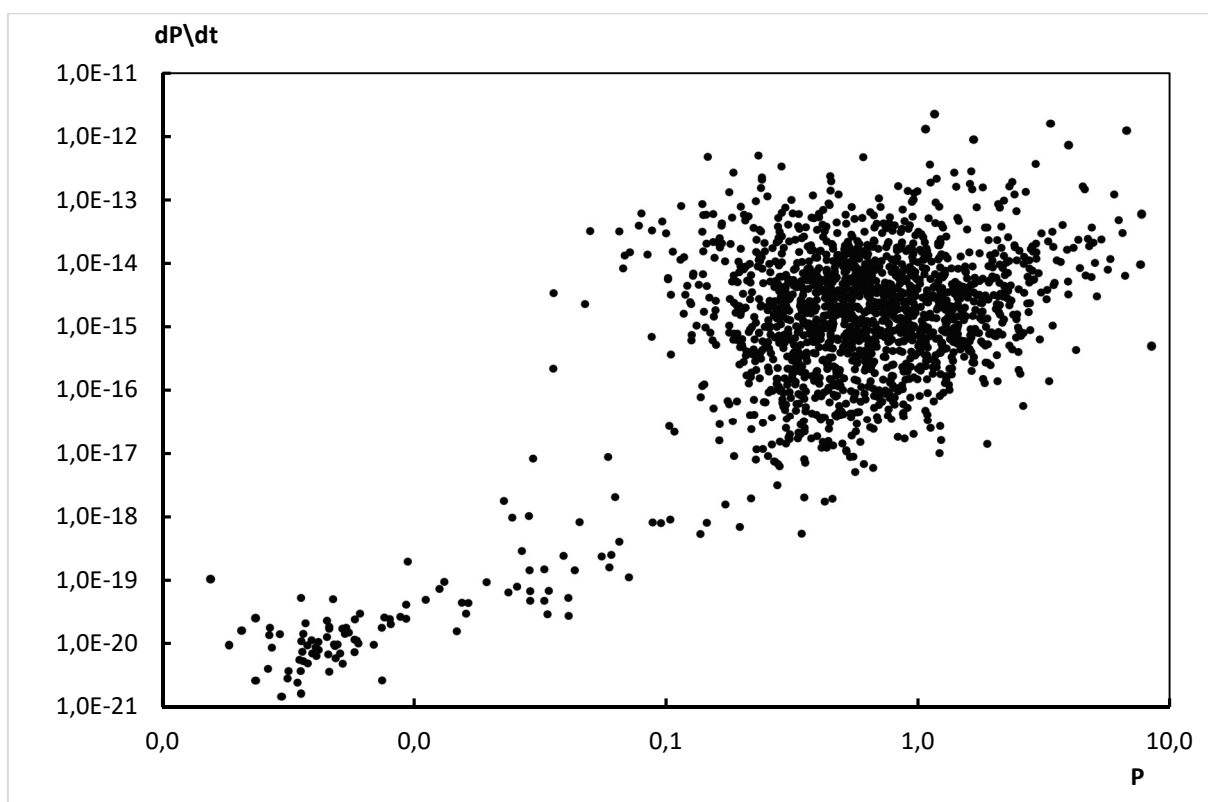


Рис. 13 Диаграмма dP/dt (P), построенная по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

3.1.2 СВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ И ИНДУКЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ.

Оказалось, что светимость пульсара в радиодиапазоне L_r не зависит от магнитного поля на поверхности B_s для обеих групп. Действительно, прямые, формально вписанные в массивы точек по методу наименьших квадратов, определяются следующими уравнениями (см. [A2], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$\lg L_r = (0,20 \pm 0,15) \lg B_s + (26,07 \pm 1,82) \quad (0,1014 \leq P \leq 8,5098),$$

$$\lg L_r = (-0,04 \pm 0,55) \lg B_s + (29,40 \pm 4,98) \quad (0,0016 \leq P \leq 0,0598)$$

При этом коэффициенты корреляции для зависимостей равны соответственно $K = 0,11$ и $-0,03$, что равносильно случайному распределению с вероятностью $p \cong 0,9$.

Такой результат объясняется тем обстоятельством, что в долгопериодических пульсарах излучение формируется на расстояниях $10^8 \div 10^9$ см от поверхности нейтронной звезды ([47]-[49]), а основным механизмом излучения считается излучение кривизны (curvature radiation). В этом случае мощность излучения зависит лишь от структуры магнитного поля (его радиуса кривизны), а не от его индукции [50]:

$$p_{cr} = \frac{2e^2 c \gamma^4}{3\rho^2}, \quad (3.1)$$

где p_{cr} - мощность излучения, e — заряд электрона, c — скорость света, γ - лоренц-фактор излучающего электрона, ρ — радиус кривизны внешнего магнитного поля. Что касается пульсаров с короткими периодами, то в этих объектах излучение генерируется на больших расстояниях от поверхности нейтронной звезды (вблизи светового цилиндра) и при любом механизме излучения может не зависеть от величины параметров на поверхности.

Детальная теория радиоизлучения пульсаров до сих пор не разработана, и здесь используется формула (3.1) для одного заряда. Какова будет зависимость L от B_s для комплекса зарядов - ещё предстоит исследовать.

Здесь производился пересчёт каталожных «светимостей» $S_{1400} \times d^2$ (S_{1400} - плотность потока на частоте 1400 МГц, а d — расстояние до пульсара), выраженных в мЯн*кпк² из [6] в L_{radio} в эрг/сек по формулам, полученным в работе [44]:

$\lg L_r(\text{эрг/сек}) = (1,03 \pm 0,03) \lg L_1(\text{мЯн кпк}^2) + (26,46 \pm 0,07)$, $K = 0,90$ для нормальных пульсаров и

$\lg L_r(\text{эрг/сек}) = (0,82 \pm 0,15) \lg L_1(\text{мЯн кпк}^2) + (28,08 \pm 0,29)$, $K = 0,74$ для короткопериодических источников.

Более точной можно считать оценку светимости, полученную в работе [51], но для статистических исследований вполне достаточно использование величины, пропорциональной монохроматической светимости (см. например, [52])

На Рис.14 представлена зависимость светимости в рентгеновском диапазоне, значения которой были взяты из работы [53], от индукции магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Соответствующие соотношения для этих параметров могут быть представлены в виде (см. [A2], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$\lg L_x = (0,86 \pm 0,26) \lg B_s + (23,10 \pm 2,79), K = 0,77 (0,0016 \leq P \leq 0,0914)$$

$$\lg L_x = (1,94 \pm 1,02) \lg B_s + (6,95 \pm 13,27), K = 0,61 (0,1014 \leq P \leq 5,5404)$$

Как видно из Рис. 14, намечается корреляция между $\lg L_x$ и B_s . Она может объясняться вкладом теплового рентгеновского излучения поверхности нейтронной звезды, а её нагрев может быть связан с величиной магнитной индукции, поскольку коэффициент теплопроводности зависит от величины магнитного поля.

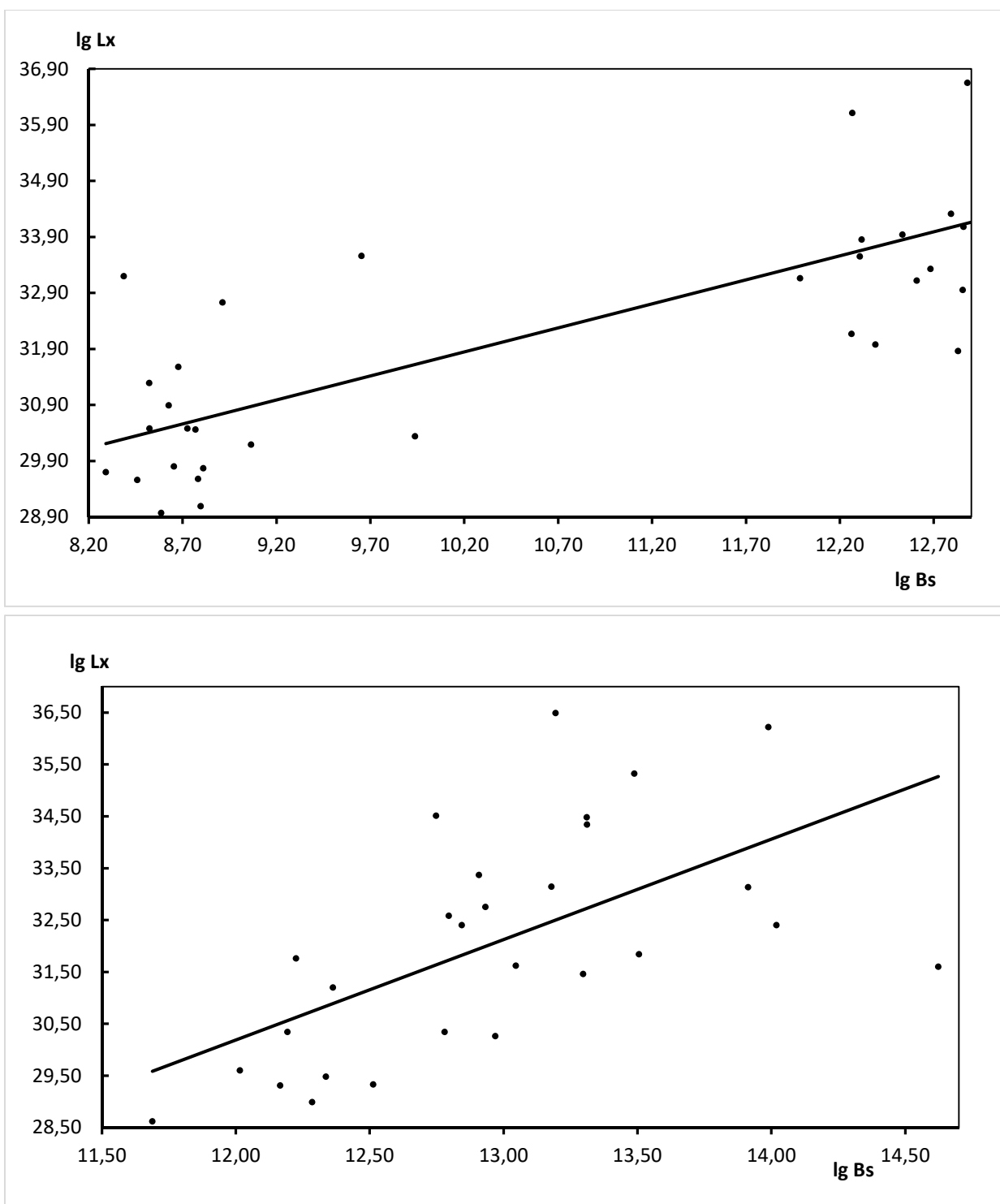


Рис. 14 Зависимость рентгеновской светимости радиопульсаров от индукции магнитного поля на поверхности для 33 объектов с $0,0016 \leq P \leq 0,0914$ с (вверху) и 28 с $0,1014 \leq P \leq 5,5404$ с (внизу). Построена по данным из работы [53]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

Значимая корреляция между гамма-светимостью, значения для которой были взяты из работы [54], и магнитным полем на поверхности не обнаружена для обеих групп пульсаров.

3.1.3 СВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ И ИНДУКЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СВЕТОВОМ ЦИЛИНДРЕ.
Рис. 15- Рис. 17 иллюстрируют зависимость светимости в различных диапазонах от индукции магнитного поля на световом цилиндре.

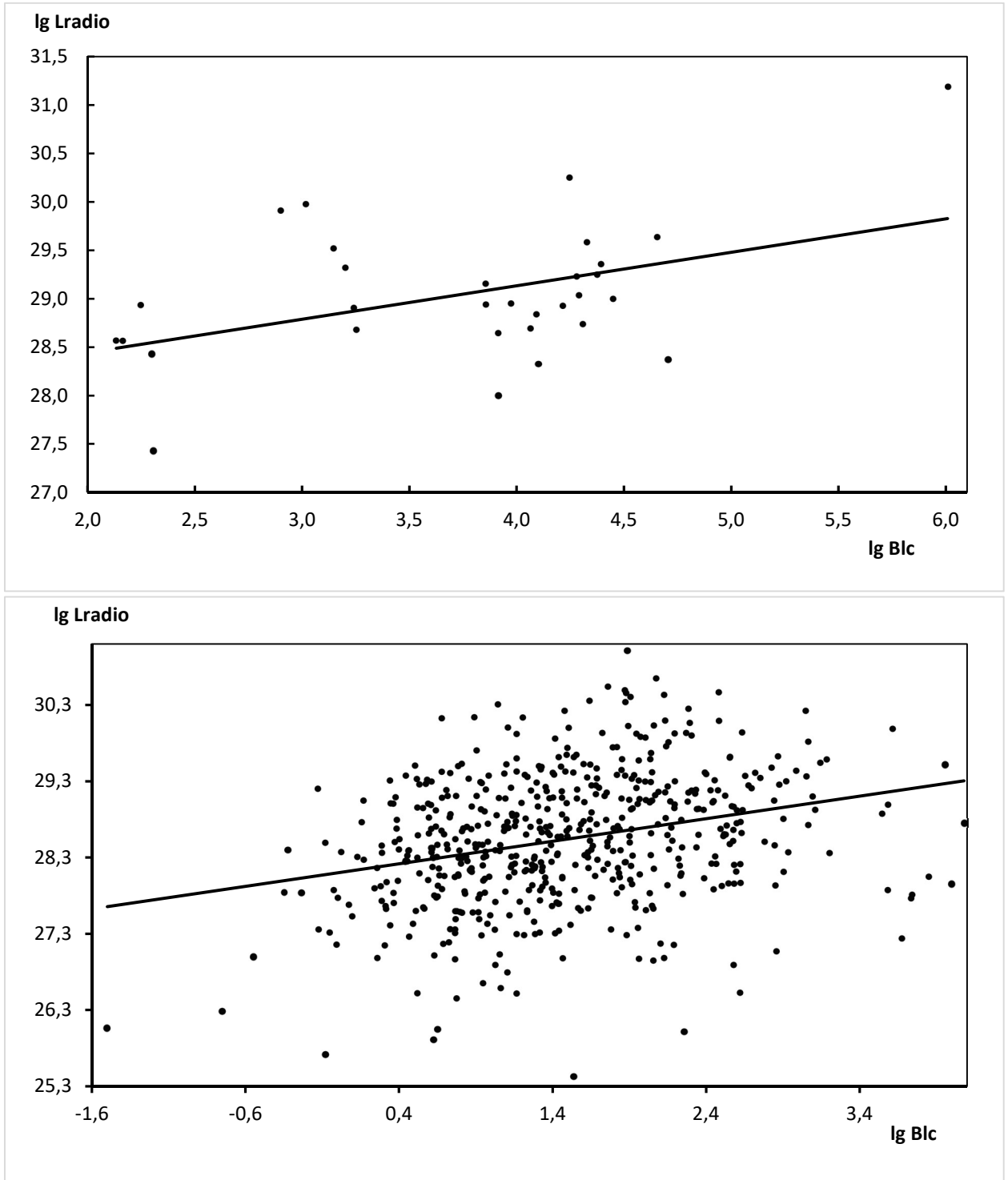


Рис. 15 Зависимость радиосветимости от магнитного поля на световом цилиндре для 561 пульсара с $0,1014 \leq P \leq 0,5098$ с (внизу) и 31 пульсара с $0,0016 \leq P \leq 0,0649$ с (вверху). Построена по данным из каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

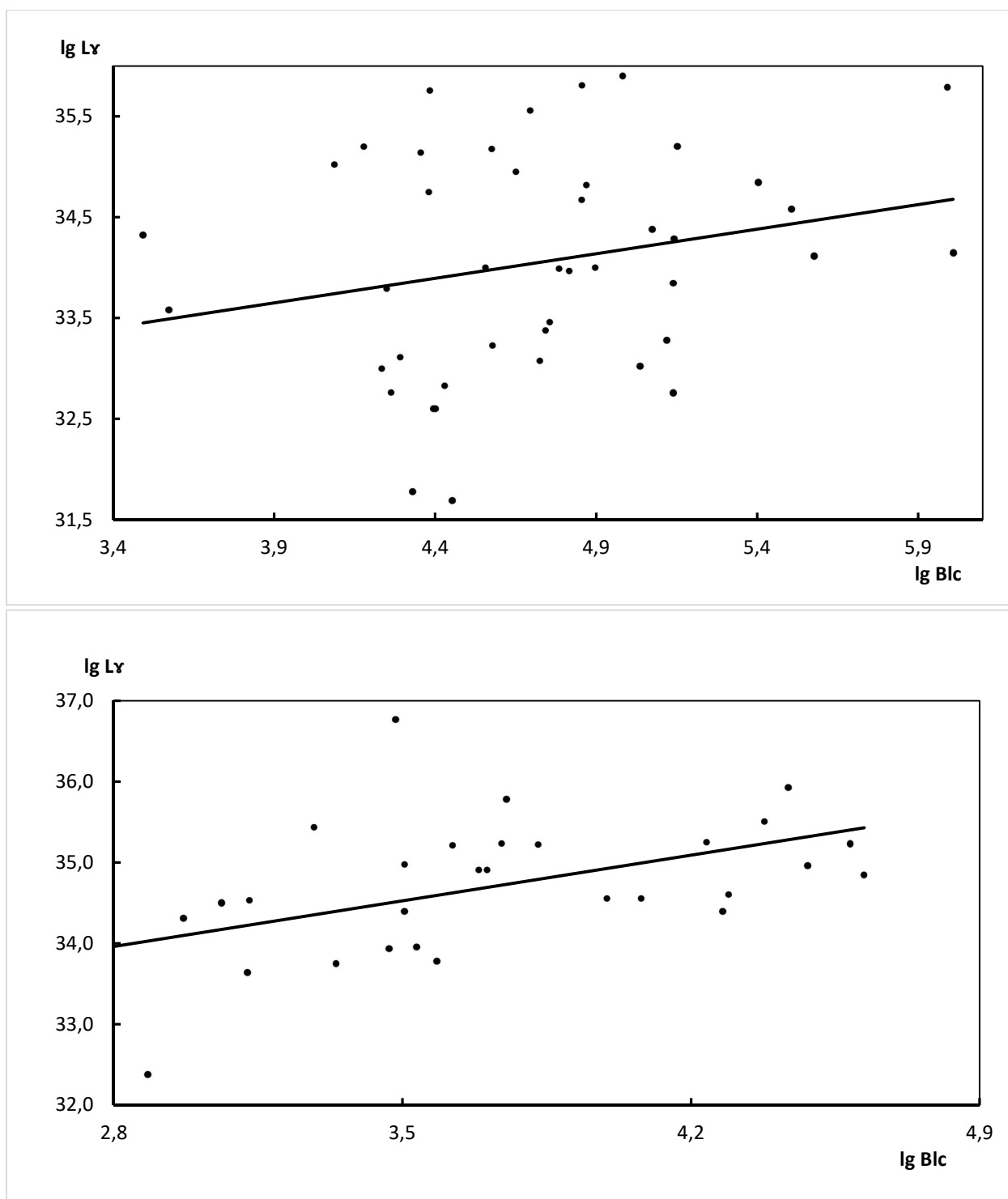


Рис. 16 Зависимость гамма-светимости от магнитного поля на световом цилиндре для 33 пульсаров с $0,0016 \leq P \leq 0,0914$ с (вверху) и 28 пульсаров с $0,1014 \leq P \leq 5,5403$ с (внизу). Построена по данным из работы [54]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

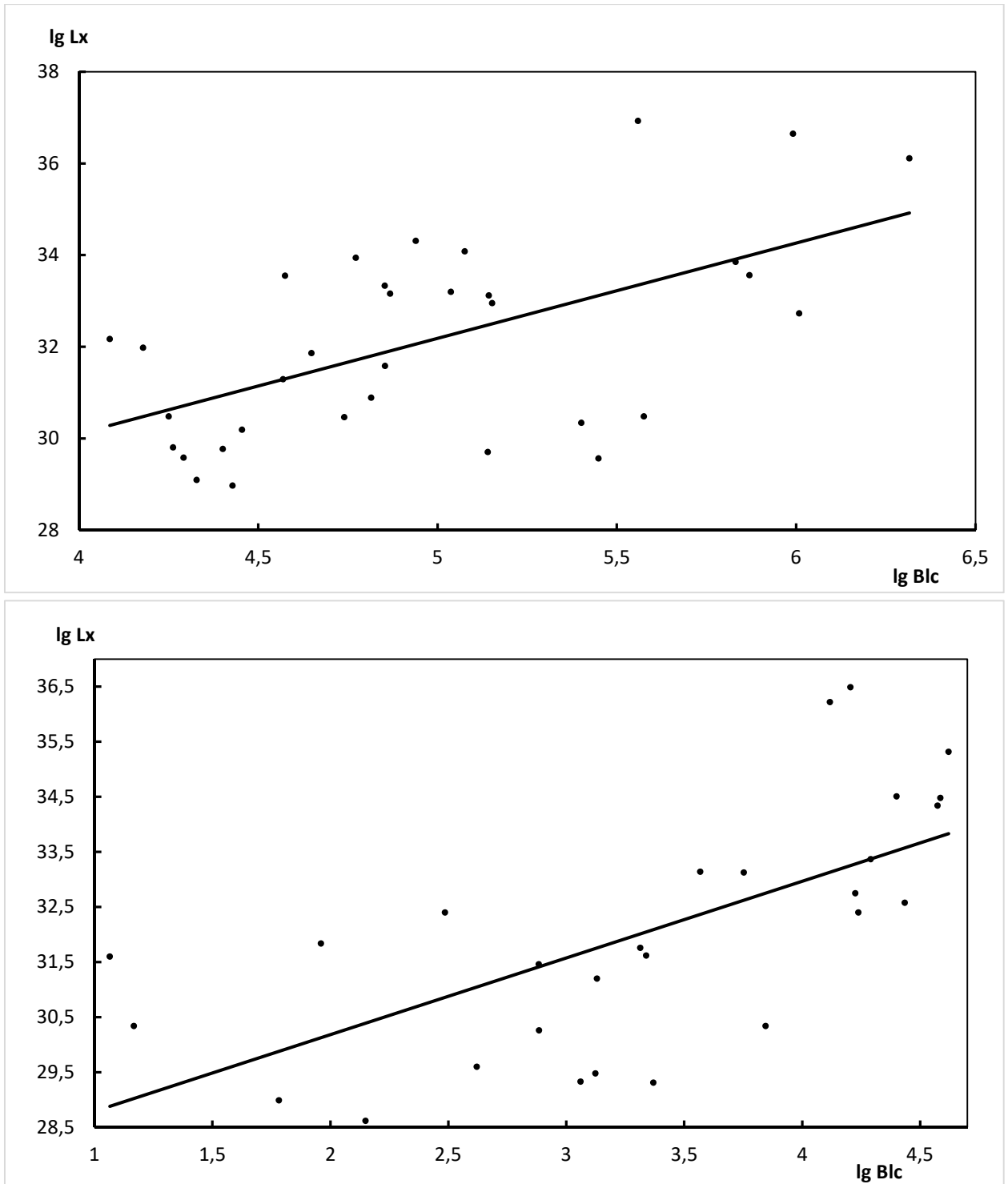


Рис. 17 Зависимость рентгеновской светимости от магнитного поля на световом цилиндре для 30 пульсаров с $0,0016 \leq P \leq 0,0988$ с (вверху) и 43 пульсаров с $0,1024 \leq P \leq 0,4137$ с (внизу). Построена по данным из работы [53]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

В радиодиапазоне светимость пульсаров с $P > 0,1$ с не зависит от магнитного поля на световом цилиндре по той же причине, что и от магнитного поля на поверхности, а в короткопериодических пульсарах такая зависимость видна (см. [A2], совместный результат диссертанта и соавтора):

$\lg L_r = (0,35 \pm 0,27) \lg B_{lc} + (27,75 \pm 1,02)$, $K = 0,44$ для 31 объекта с $0,0016 \leq P \leq 0,0649$ с

$\lg L_r = (0,30 \pm 0,08) \lg B_{lc} + (28,10 \pm 0,14)$, $K = 0,28$ для 561 объекта с $0,1014 \leq P \leq 8,5098$ с

Зависимости светимости в жестких диапазонах от B_{lc} следующие (см. [A2], совместный результат диссертанта и соавтора):

$\lg L_x = (2,08 \pm 1,09) \lg B_{lc} + (21,78 \pm 5,44)$, $K = 0,57$ для 33 объекта с $0,0016 \leq P \leq 0,0914$ с

$\lg L_x = (1,39 \pm 0,64) \lg B_{lc} + (27,40 \pm 2,24)$, $K = 0,66$ для 28 объектов с $0,1014 \leq P \leq 5,5403$ с

$\lg L_\gamma = (0,49 \pm 0,64) \lg B_{lc} + (31,75 \pm 3,02)$, $K = 0,24$ для 43 объектов с $0,0016 \leq P \leq 0,0988$ с

$\lg L_\gamma = (0,81 \pm 0,53) \lg B_{lc} + (31,70 \pm 1,97)$, $K = 0,51$ для 30 объектов с $0,1024 \leq P \leq 0,4137$ с

Данные зависимости, по-видимому, свидетельствуют о формировании излучения в этой части спектра вблизи светового цилиндра, а большая дисперсия связана с разным наклоном магнитного момента к оси вращения нейтронной звезды и следовательно, различной протяжённостью магнитосфер у исследованных источников (см. например [55]). Корреляцию $L(B_{lc})$ следует ожидать, поскольку вблизи светового цилиндра у излучающих электронов могут появиться заметные питч-углы ψ [56], и преобладающим становится синхротронный механизм, для которого мощность излучения растёт с увеличением магнитного поля [56]:

$$P_s = \frac{2e^4 B^2 \sin^2 \psi}{3m^2 c^3} \quad (3.2)$$

Кроме того, полученные зависимости, подтверждают выводы, сделанные в работах [57], [58], которые основывались на меньшей выборке. Также существенным является тот факт, что аналогичные корреляции существуют и в оптическом диапазоне, о чем свидетельствуют зависимости, построенные в работе [59]. Это в соответствии с работами [60]-[65], тоже свидетельствует о синхротронной природе излучения.

3.1.4 СВИТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ВРАЩЕНИЯ.

Интересно было посмотреть, как светимости пульсаров исследованных выборок связаны со скоростью потери энергии вращения.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi I \frac{dP}{dt}}{r^3}, \quad (3.3)$$

где I - момент инерции нейтронной звезды (см. напр.[45]).

Рис.18–Рис.20 показывают, что наблюдается заметная корреляция светимости и dE/dt , которая подтверждает обычно принимаемое предположение об энергии вращения как основном источнике энергии, обеспечивающем наблюдаемое излучение радиопульсаров во всех диапазонах. Кроме того из этих рисунков следует, что основной источник энергии одинаков для пульсаров с любыми периодами.

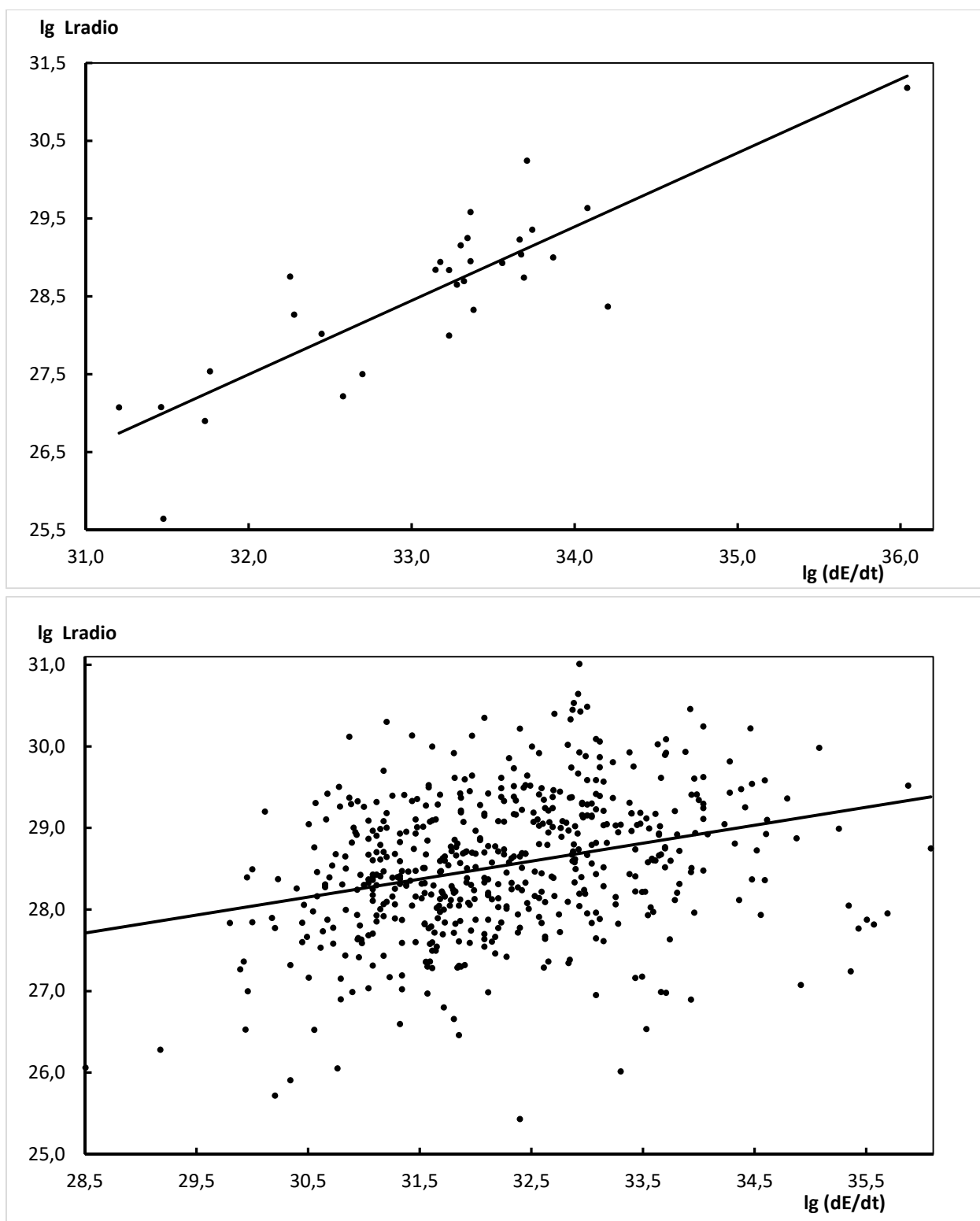


Рис. 18 Зависимость радиосветимости от скорости потери энергии вращения для 31 пульсара с $0,0016 \leq P \leq 0,0649$ с (вверху) и 561 пульсара с $0,1014 \leq P \leq 8,5099$ (внизу). Построена по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

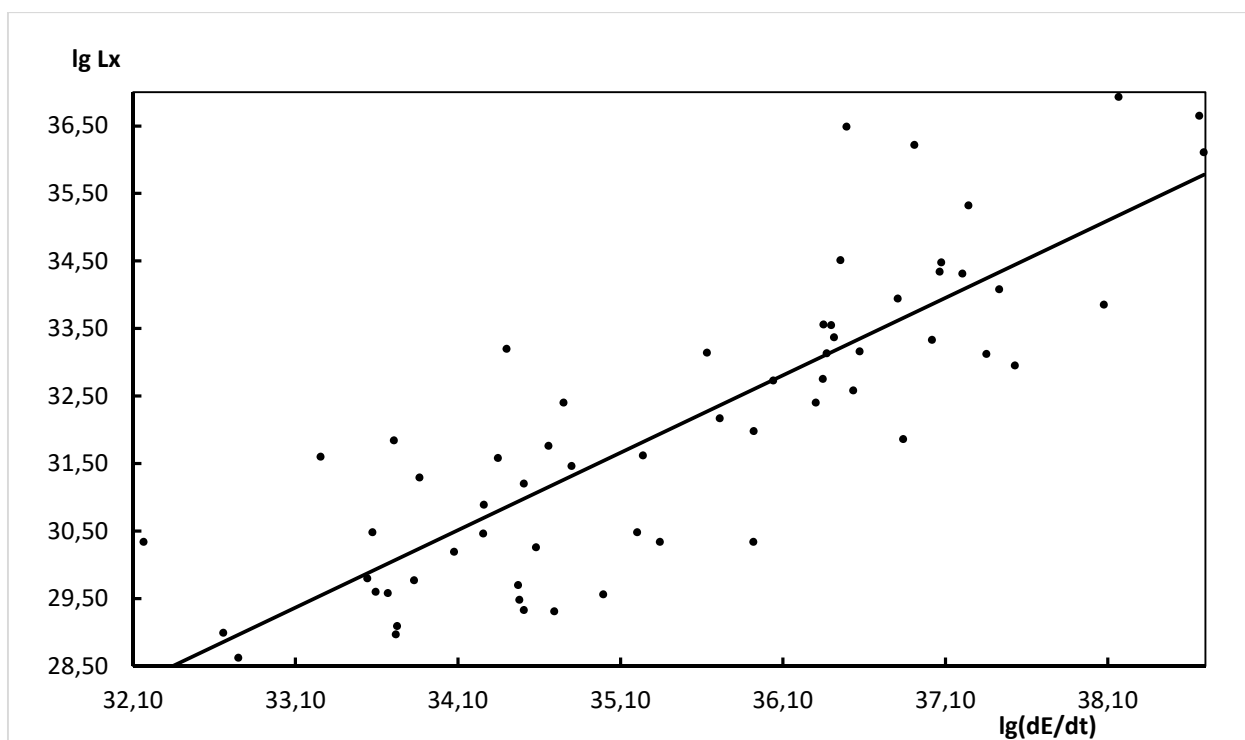


Рис. 19 Зависимость рентгеновской светимости от скорости потери энергии вращения 61 пульсара из обеих групп. Для построения взяты данные из работы [53]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

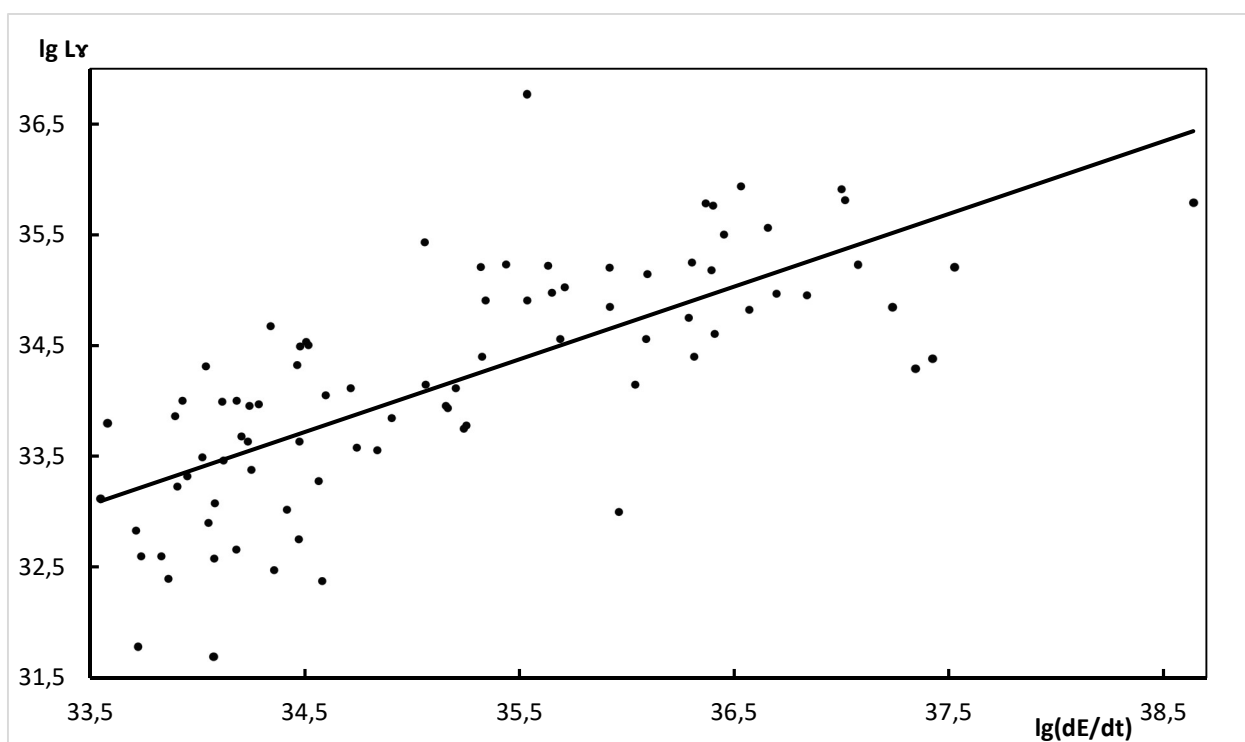


Рис. 20 Зависимость гамма-светимости от скорости потери энергии вращения для 86 пульсаров из обеих групп. Для построения взяты данные из работы [54]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

Соответствующие зависимости $L(dE/dt)$ в трёх диапазонах могут быть представлены в следующем виде (см. [A2], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$\lg L_r = (0,95 \pm 0,22) \lg(dE/dt) - (2,85 \pm 7,29), K = 0,57 \text{ для 31 объекта с } 0,0016 \leq P \leq 0,0649$$

$$\lg L_r = (0,22 \pm 0,06) \lg(dE/dt) + (21,44 \pm 1,88), K = 0,30 \text{ для 561 объекта с } 0,1014 \leq P \leq 8,5099$$

$$\lg L_x = (1,15 \pm 0,19) \lg(dE/dt) + (8,58 \pm 6,90), K = 0,84 \text{ для 61 объекта с } 0,0016 \leq P \leq 5,5404$$

$$\lg L_\gamma = (0,66 \pm 0,13) \lg(dE/dt) + (11,05 \pm 4,73), K = 0,73 \text{ для 86 объектов с } 0,0016 \leq P \leq 0,4137$$

3.1.5 ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ТРАНСФОРМАЦИИ ЭНЕРГИИ ВРАЩЕНИЯ В ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ ПЕРИОДА ПУЛЬСАРА.

В работах [66], [67] было выявлено отличие коэффициента трансформации энергии в излучение для разных групп пульсаров, но вывод был сделан только для радиодиапазона. **Рис.21-Рис.23** иллюстрируют зависимости коэффициента трансформации энергии вращения в излучение (КПД) в различных диапазонах от периода пульсара (см. напр. [45]).

$$\eta = \frac{L}{dE/dt} \quad (3.4)$$

Светимости в гамма-диапазоне, по которым были построены зависимости, взяты из работы [54]. Их расчет авторами производился, исходя из предположения об изотропности излучения. При этом для некоторых объектов коэффициент трансформации dE/dt в L_γ оказался больше 1 (см. Рис.9 в работе [54]). Это может означать, что либо необходимо учитывать направленность гамма-излучения, либо исправить величину расстояния до источника. Анализ этих факторов в настоящее время не представляется возможным, поэтому построение зависимости КПД от периода не учитывает пульсары, для которых $L_\gamma > dE/dt$.

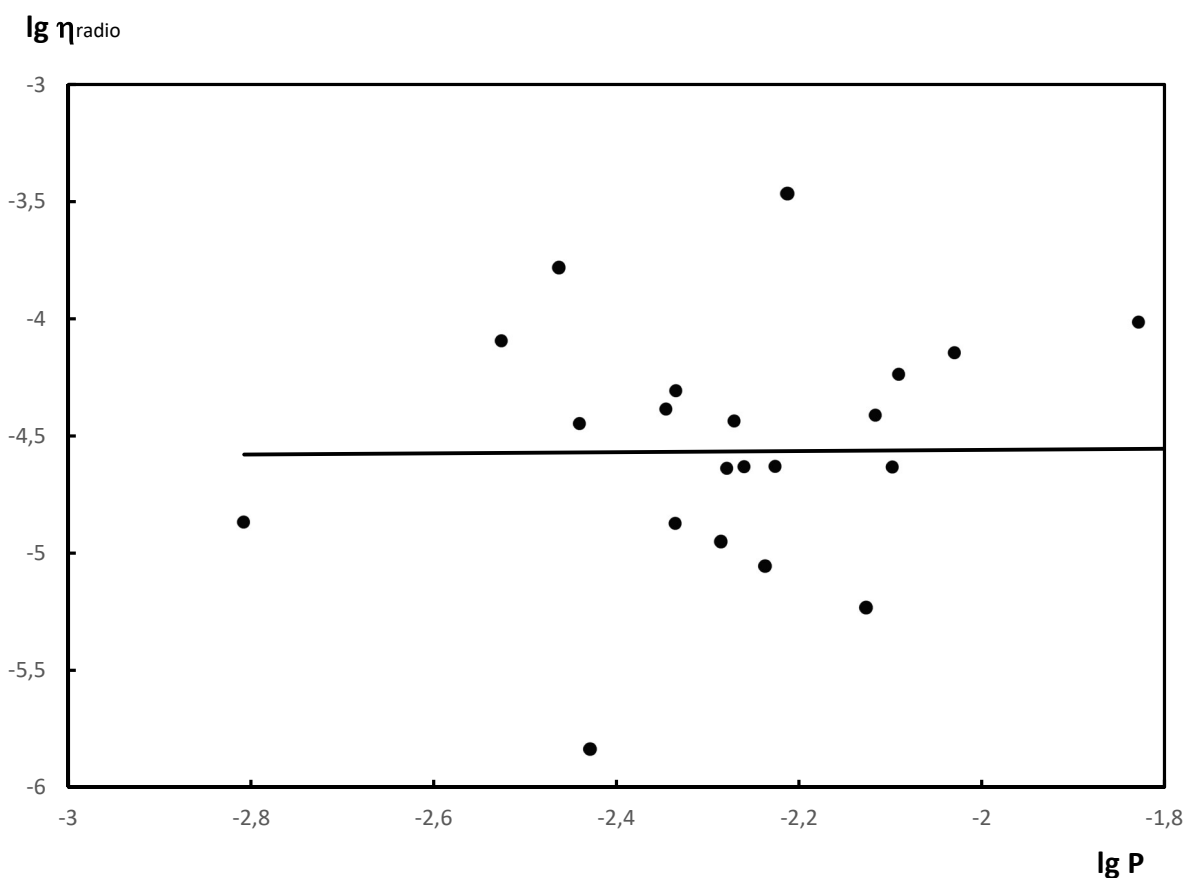
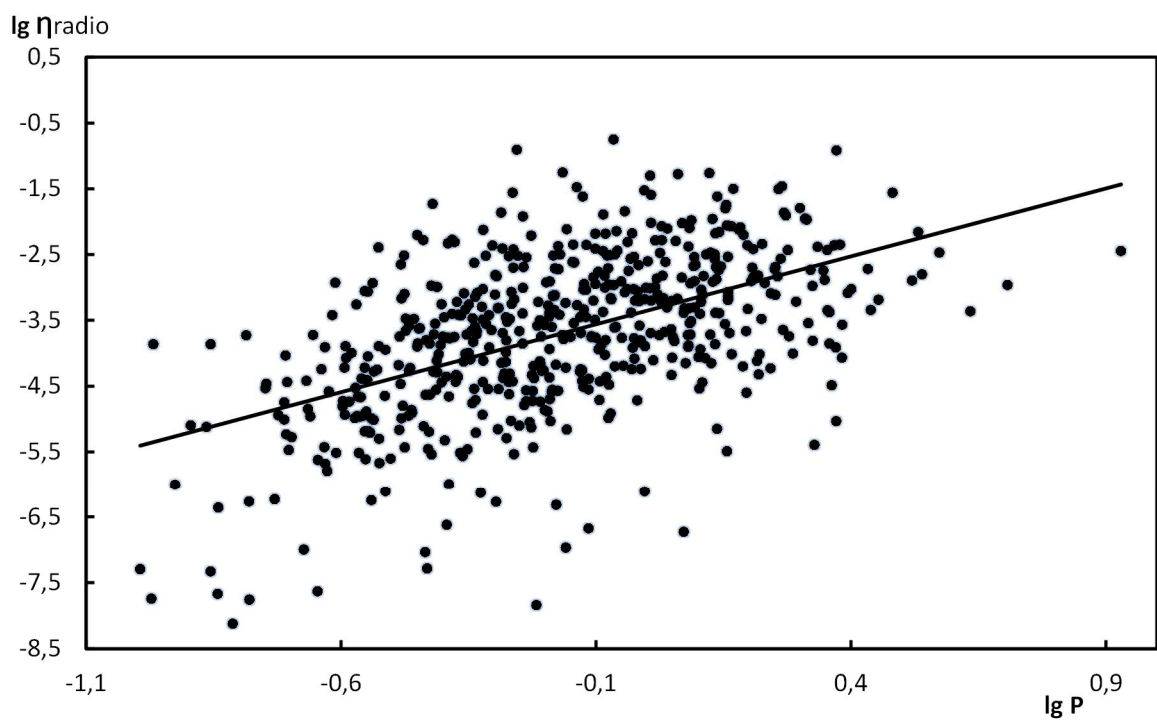


Рис. 21 Зависимость коэффициента трансформации энергии вращения в радиоизлучение от периода для 561 пульсара с $0,1014 \leq P \leq 8,5098$ (вверху) и 31 пульсара с периодом $0,0015 \leq P \leq 0,0093$ (внизу). Построена по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

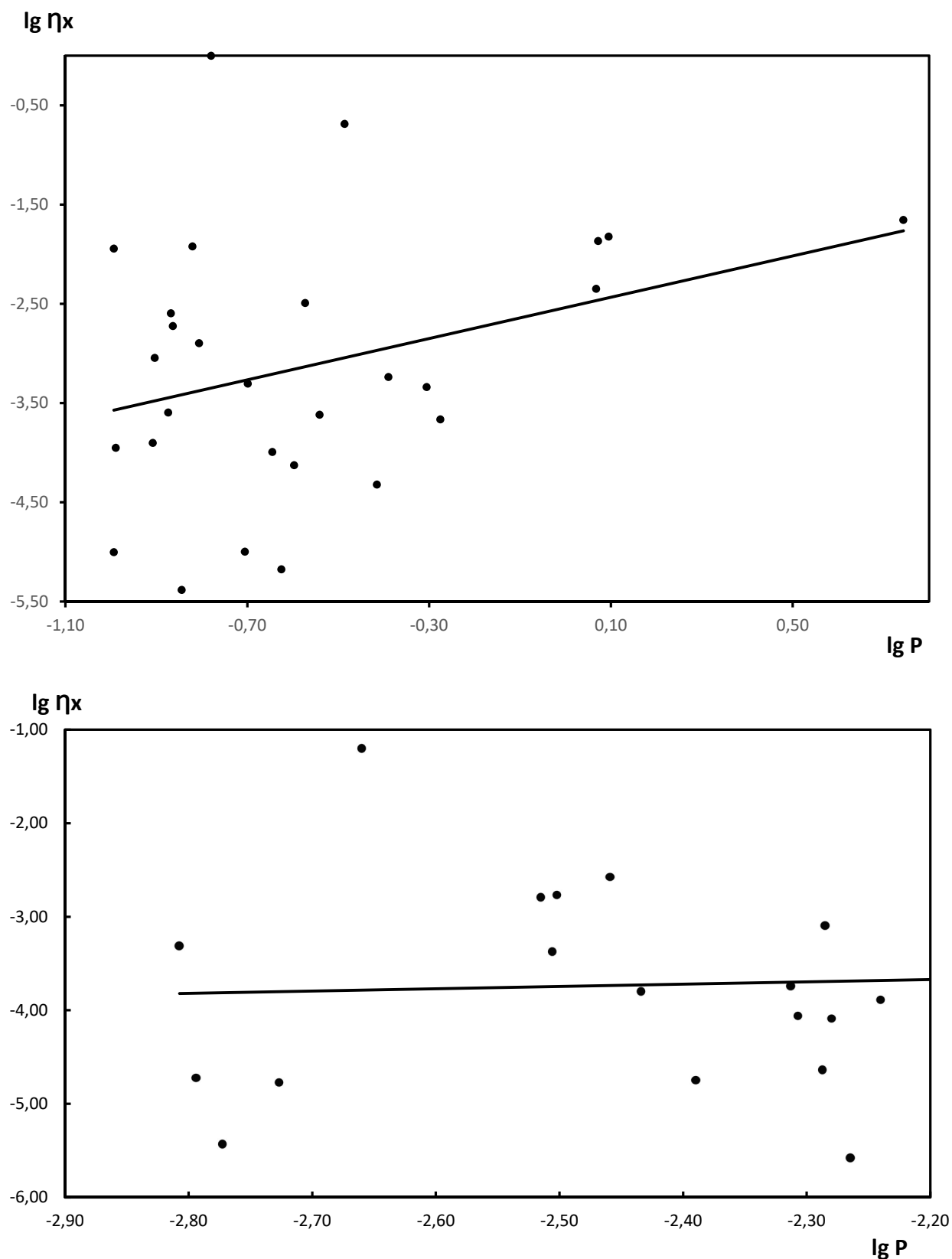


Рис. 22 Зависимость коэффициента трансформации энергии вращения в рентгеновское излучение от периода для 28 объектов с $0,1014 \leq P \leq 5,5404$ (вверху) и 33 объектов с $0,0016 \leq P \leq 0,0914$ (внизу). Построена по данным из работы [53]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

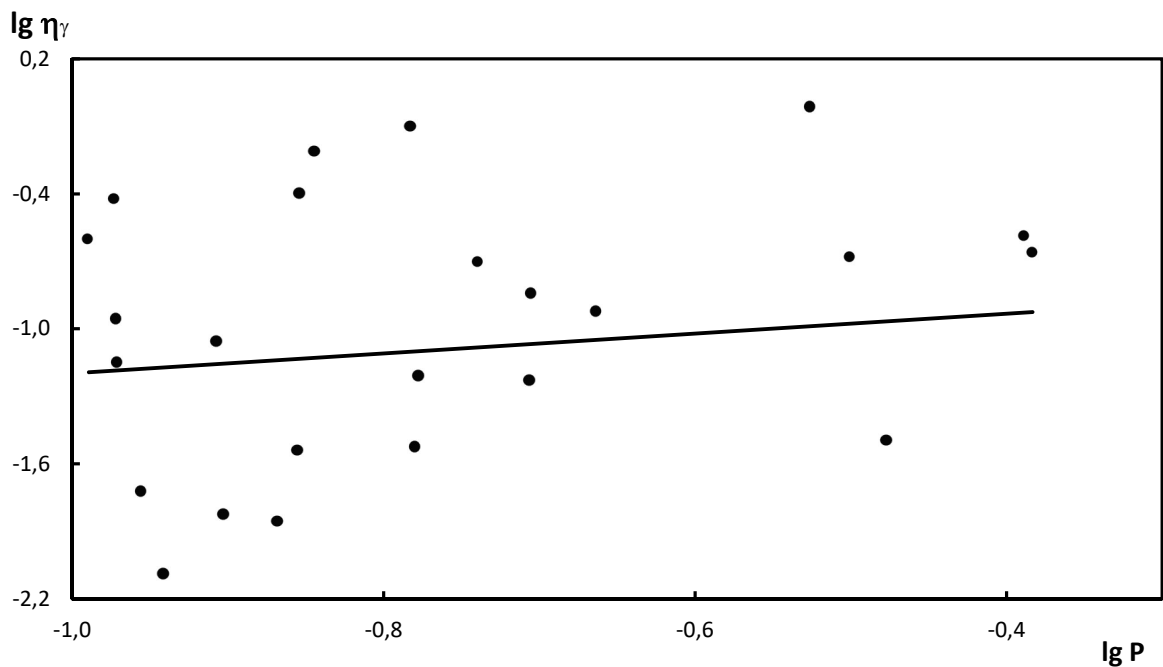
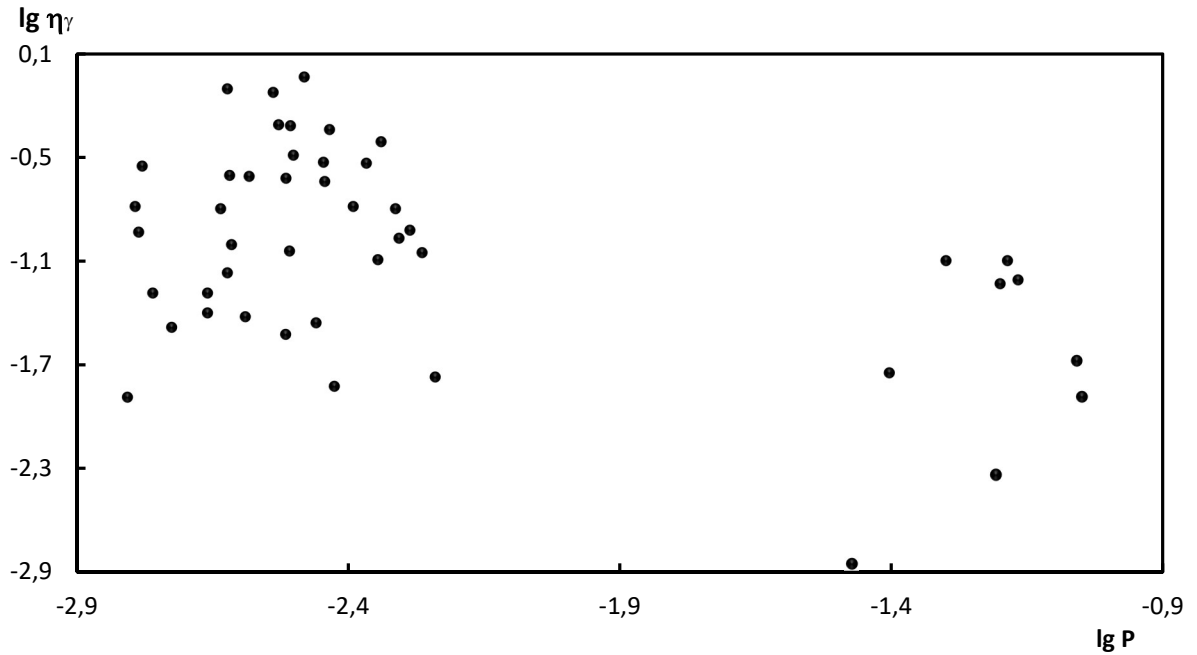


Рис. 23 Зависимость коэффициента трансформации энергии вращения в гамма диапазоне от периода для 49 объектов с $0,00156 \leq P \leq 0,08940$ (вверху) и 26 объектов с $0,1025 \leq P \leq 0,4137$ (внизу). Построена по данным из работы [54]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

Как следует из приведенных рисунков, КПД в пульсарах с короткими периодами практически не зависит от их периодов. Что касается долгопериодических пульсаров, то у них с увеличением периода эффективность перекачки энергии вращения в излучение возрастает практически во всех диапазонах. Обращает на себя внимание тот факт, что для

гамма- пульсаров с короткими периодами выборка распадается на две группы (Рис.23). Одна из них соответствует миллисекундным раскрученным объектам, вторая — короткопериодическим источникам, вероятно, образовавшимся в результате эволюции одиночных звёзд. Для этих двух групп эффективность перекачки энергии вращения в излучение и её зависимость от периода различаются, и их нужно анализировать отдельно. Соответствующие уравнения прямых (см. [A2], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$\lg \eta_r = (0,03 \pm 0,49) \lg P - (4,51 \pm 1,00), K = 0,02 \text{ для } 31 \text{ пульсара с } 0,0015 \leq P \leq 0,0649 \text{ с}$$

$$\lg \eta_r = (2,07 \pm 0,28) \lg P - (3,35 \pm 0,10), K = 0,52 \text{ для } 561 \text{ пульсара с } 0,1014 \leq P \leq 8,5098 \text{ с}$$

$$\lg \eta_x = (0,25 \pm 0,60) \lg P - (3,13 \pm 1,22), K = 0,15 \text{ для } 33 \text{ объектов с } 0,0016 \leq P \leq 0,0914 \text{ с}$$

$$\lg \eta_x = (1,04 \pm 1,23) \lg P - (2,54 \pm 0,859), K = 0,32 \text{ для } 28 \text{ объектов с } 0,1014 \leq P \leq 5,5404 \text{ с}$$

$$\lg \eta_\gamma = (-0,78 \pm 0,30) \lg P - 2,88 \pm 0,68, K = 0,61 \text{ для } 49 \text{ объектов с } 0,00156 \leq P \leq 0,08940 \text{ с}$$

$$\lg \eta_\gamma = (-0,44 \pm 1,42) \lg P - 0,76 \pm 1,11, K = 0,13 \text{ для } 26 \text{ объектов с } 0,1025 \leq P \leq 0,4137 \text{ с}$$

У пульсаров с короткими периодами, как было показано в [44], радиосветимость не зависит от периода пульсара, а для долгопериодических пульсаров L_r уменьшается приблизительно обратно пропорционально P . Поэтому отношение L_r к dE/dt в этих объектах в предположении о магнитодипольной модели ($P \frac{dP}{dt} = \text{const}$) должно расти как P^3 . В пульсарах с короткими периодами для независимости η от P необходимо, чтобы dP/dt было пропорционально P^3 . Такая зависимость прослеживается для объектов нижнего левого угла на известной диаграмме $dP/dt - P$ (Рис.13) и может быть обеспечена в режиме, близком к режиму пропеллера [68], для которого $dP/dt \propto P^{7/3}$. Следует также подчеркнуть, что среднее значение КПД в радиодиапазоне у пульсаров с длинными периодами примерно на порядок

выше, чем у короткопериодических источников ($\langle \lg \eta \rangle = -3,5$ и $-4,5$, соответственно).

3.1.6 Ширина импульса по уровню 10 % и период.

Важной для понимания механизма излучения представляется зависимость ширины наблюдаемого импульса от периода. В работе [69] сообщается о том, что у двух групп пульсаров она различна. В действительности, наблюдаемая картина оказывается несколько сложнее. Соответствующие диаграммы показаны на **Рис. 24** для двух групп пульсаров. Как и следовало ожидать, тангенс угла наклона в зависимости $\lg W_{10}(\lg P)$ для основной массы пульсаров равен 0,5.

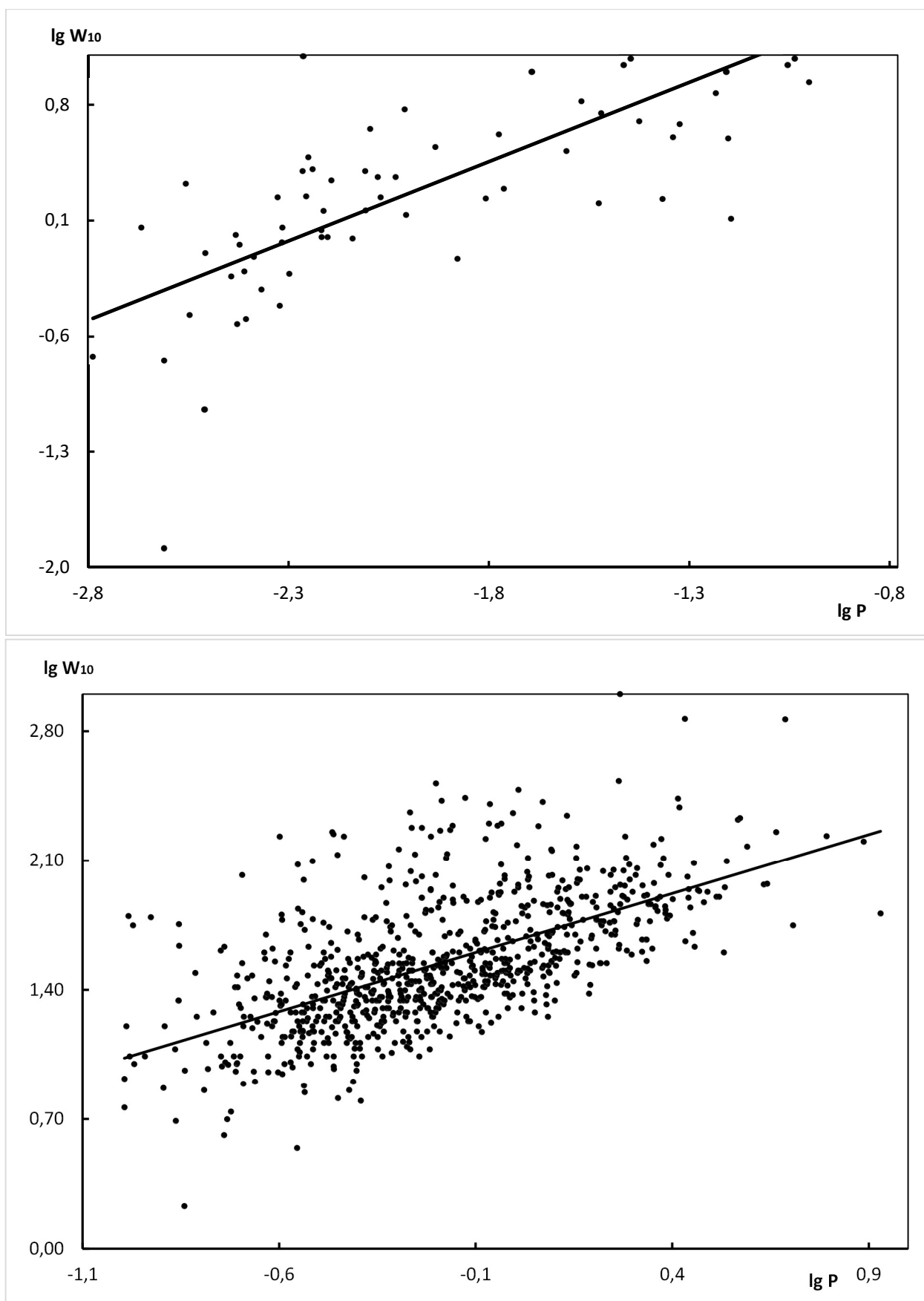


Рис. 24 Зависимость ширины импульса по уровню 10 % от периода для 69 объектов с $0,0016 \leq P \leq 0,0962$ (вверху) и 854 объектов с $0,1014 \leq P \leq 8,5098$ с (внизу). Построена по данным из каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].

Действительно, для дипольного поля угловая ширина конуса излучения приблизительно равна [45]:

$$\theta = \left(\frac{2\pi r}{cP} \right)^{1/2}, \quad (3.5)$$

где r — расстояние от центра нейтронной звезды. Ширина, измеряемая во временной мере (на **Рис.24** W_{10} даётся в миллисекундах), равна θP и пропорциональна $P^{1/2}$. В пульсарах с короткими периодами излучение генерируется вблизи светового цилиндра, где становятся заметными релятивистские эффекты. В этом случае предсказывается, что ширина профиля (во временной мере) пропорциональна периоду [70]:

$$W = \frac{AP}{2\pi} (1 - \beta^2)^{3/2}, \quad (3.6)$$

где $\beta = r/r_{lc}$, а $A^2 = 2^{1/(2+\alpha)}$, α - спектральный индекс излучения пульсара. Соответствующие уравнения для $W_{10}(P)$ на **Рис.24** имеют следующий вид (см. [A2], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$\lg W_{10} = (0,96 \pm 0,20) \lg P + (2,20 \pm 0,40), \quad K = 0,76 \quad \text{для } 69 \text{ объектов с } 0,0016 \leq P \leq 0,0962$$

$$\lg W_{10} = (0,64 \pm 0,06) \lg P + (1,67 \pm 0,02), \quad K = 0,61 \quad \text{для } 854 \text{ объектов с } 0,1014 \leq P \leq 8,5098.$$

Очевидно, что искажение приведенных выше зависимостей, вызвано тем, что наблюдаемая ширина импульса подчиняется нескольким факторам. К ним можно отнести вытянутость конуса излучения [71]-[73], расстояние от его центра до проходящего через него луча зрения и угол между осью вращения нейтронной звезды и её магнитным моментом.

3.2 ОСОБЕННОСТИ ПУЛЬСАРОВ С КОРОТКИМИ И С ДЛИННЫМИ ПЕРИОДАМИ.

3.2.1 Нуллинги.

В радиоизлучении пульсаров наблюдаются периоды молчания — внезапного пропадания импульсов с последующим возобновлением их регистрации. Природа этого эффекта, получившего название «нуллинг», до сих пор остаётся неизвестной. Наиболее полный список пульсаров с замеченными нуллингами, содержится в работе [74]. Её авторы обнаружили корреляцию частоты появления нуллингов («null fraction»-NF) с характеристическим возрастом пульсара [6]

$$\tau = \frac{P}{2dP/dt} \quad (3.7)$$

Уже неоднократно подчёркивалось (см. например, [75]) что характеристический возраст для основной массы пульсаров может заметно (до нескольких порядков величины) отличаться от их реальных возрастов. Обнаруженная в [74] корреляция между NF и τ может означать, что на самом деле существует корреляция временной доли молчания пульсара с периодом P или со скоростью его увеличения dP/dt . Что касается зависимости от периода, то авторы работы [74] такой зависимости не обнаружили. Действительно, если использовать их данные, то получим диаграмму NF(P), представленную на **Рис.25**. Проведенная на нём прямая описывается уравнением (см. [A3], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$NF (\%) = (2,77 \pm 4,47) P (\text{сек}) + 16,58 \pm 5,97$$

при коэффициенте корреляции, равном 0,08, т. е., зависимости не видно.

Однако настоящее обсуждение касается только выборки пульсаров, для которых обнаружены нуллинги. Оказалось, что нет ни одного пульсара с периодом меньше 0,1 сек, у которого бы наблюдались выключения излучения. Уместным будет отметить, что это уточняет результат, полученный в работе [76], основанный на меньшей выборке, на основании которого, делается

вывод о том, что у пульсаров с большими периодами доля времени в состоянии нуллинга больше.

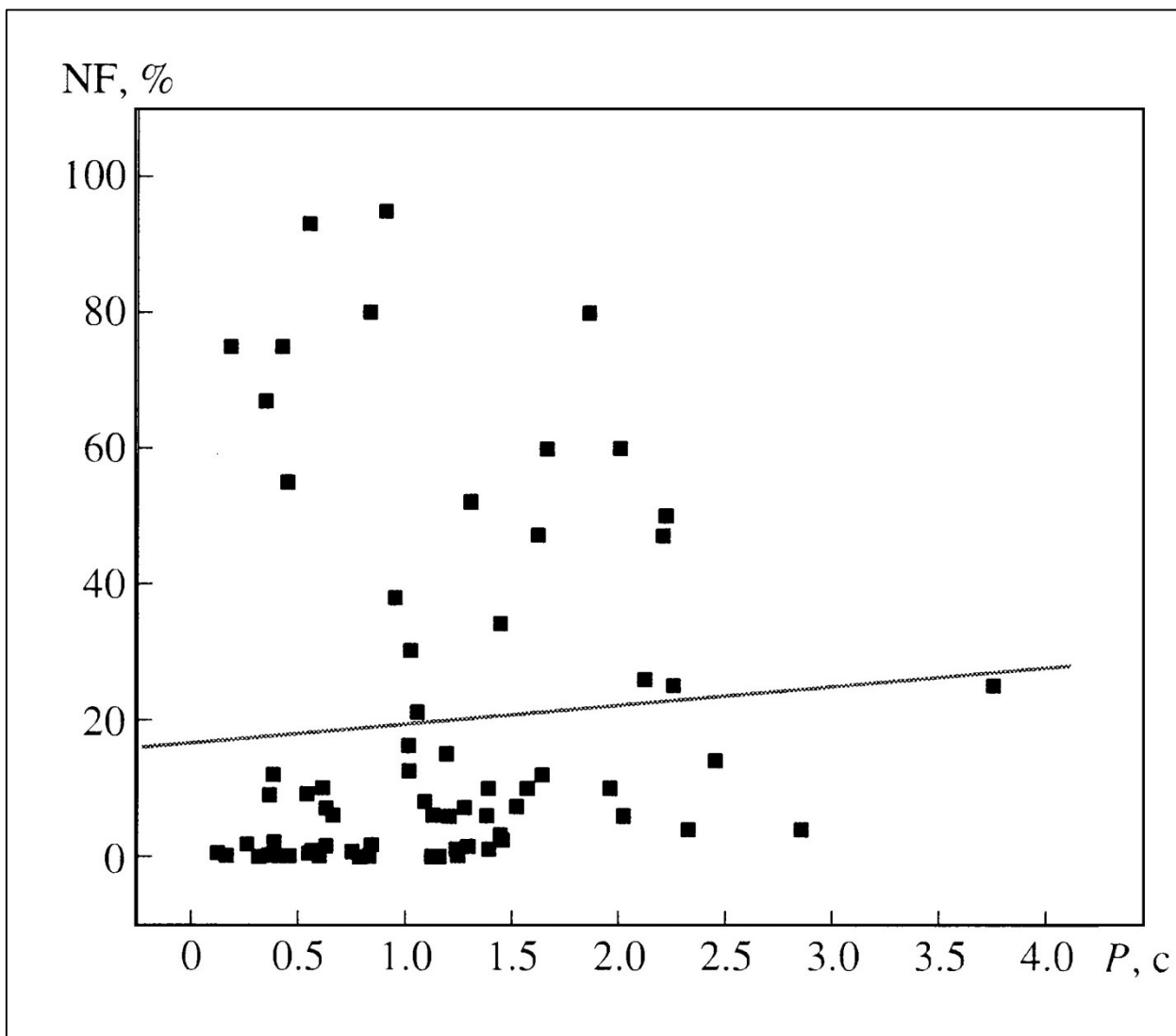


Рис. 25 Диаграмма «доля обнаруженных нуллингов — период» для 69 пульсаров. Построена по данным из работы [74]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [А3].

Независимость доли нуллингов от периода и обнаруженная корреляция с характеристическим возрастом означает, что существует связь между NF и производной периода. Это хорошо видно на **Рис.26**. Доля нуллингов уменьшается с ростом dP/dt экспоненциально (см. [А3], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$NF (\%) = (29,11 \pm 5,51) \exp \left(\frac{-dP/dt}{8,21 \pm 4,63} \right)$$

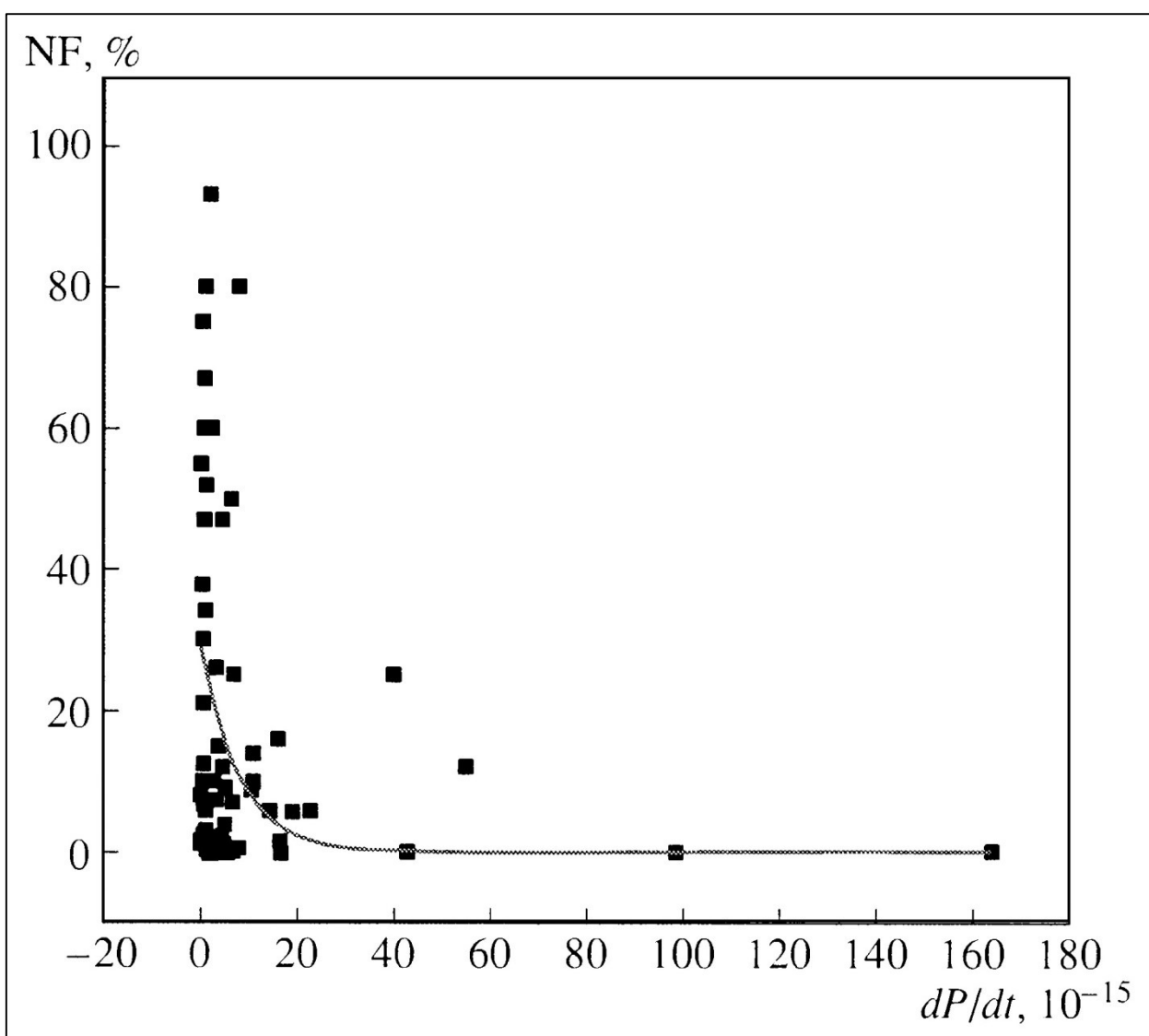


Рис. 26 Зависимость частоты нуллингов от производной периода. Построена по данным из работы [74]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [А3].

На **Рис.26** производная периода умножена на 10^{15} . В логарифмическом масштабе зависимость $NF(dP/dt)$ представлена на **Рис.27**. Проведенная на нём прямая описывается уравнением (см. [А3], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$\lg NF (\%) = (-0,40 \pm 0,31) \lg(dP/dt) - (5,23 \pm 4,58), \text{ при коэффициенте корреляции, равном } -0,36.$$

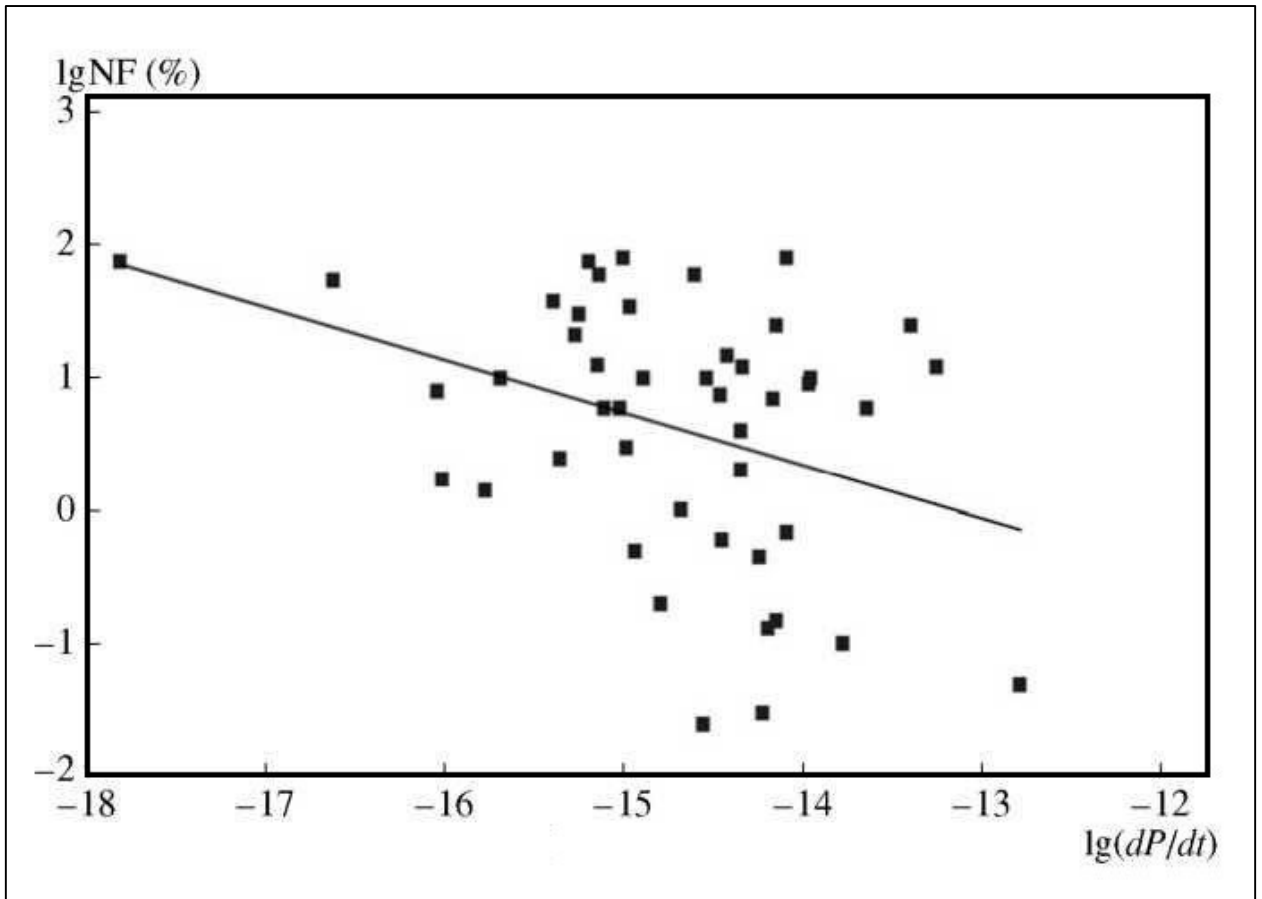


Рис. 27 Зависимость доли нуллингов от производной периода в логарифмическом масштабе на основе данных из работы [74]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [А3].

Аналогичная тенденция может быть обнаружена по данным работы [77]. В ней приведена последовательность радиопульсаров с увеличивающимся временем нуллингов. В пульсаре B0833-45 ($dP/dt = 1,25 \times 10^{-13}$) нуллингов нет. В PSR J1641-68 ($dP/dt = 1,7 \times 10^{-15}$) нуллинги занимают примерно половину времени наблюдений. Транзиент J1647-3607 ($dP/dt = 1,29 \times 10^{-16}$) характеризуется цугами по 5-10 импульсов и длительными периодами молчания. Наконец, RRAT J1226-32 излучает отдельные импульсы и для него производная периода пока не определена.

По существу наблюдаемая зависимость означает, что чем большая мощность (см. напр. [45])

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4\pi I \frac{dP}{dt}}{P^3} \quad (3.8)$$

впрыскивается в магнитосферу пульсара, тем стабильнее его излучение (меньше NF). Кроме того, в рамках модели полярной шапки, определяющим

процессом является каскадное рождение электрон-позитронных пар, эффективность работы которого, значительно ниже у пульсаров с длинными периодами [78], следовательно, нуллиинги у них должны наблюдаться чаще и быть более длинными.

Это утверждение можно проверить по наблюдаемой интенсивности импульсов. Используя приведенные в каталоге [6] средние за период плотности потока $\langle S \rangle$ и ширины профилей W_{10} по уровню 10%, можно вычислить плотности потока в импульсе (см. [A3], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$S_p = \frac{\langle S \rangle P}{W_{10}} \quad (3.9)$$

Действительно оказалось, что интенсивность в импульсе больше в пульсарах с короткими нуллиингами (**Рис.28**). Проведенная на рисунке прямая описывается уравнением (см. [A3], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$\lg S_p(\text{мЯн}) = (-0,34 \pm 0,19) \lg NF(\%) - (3,73 \pm 0,20), \text{ при коэффициенте корреляции, равном, } -0,50.$$

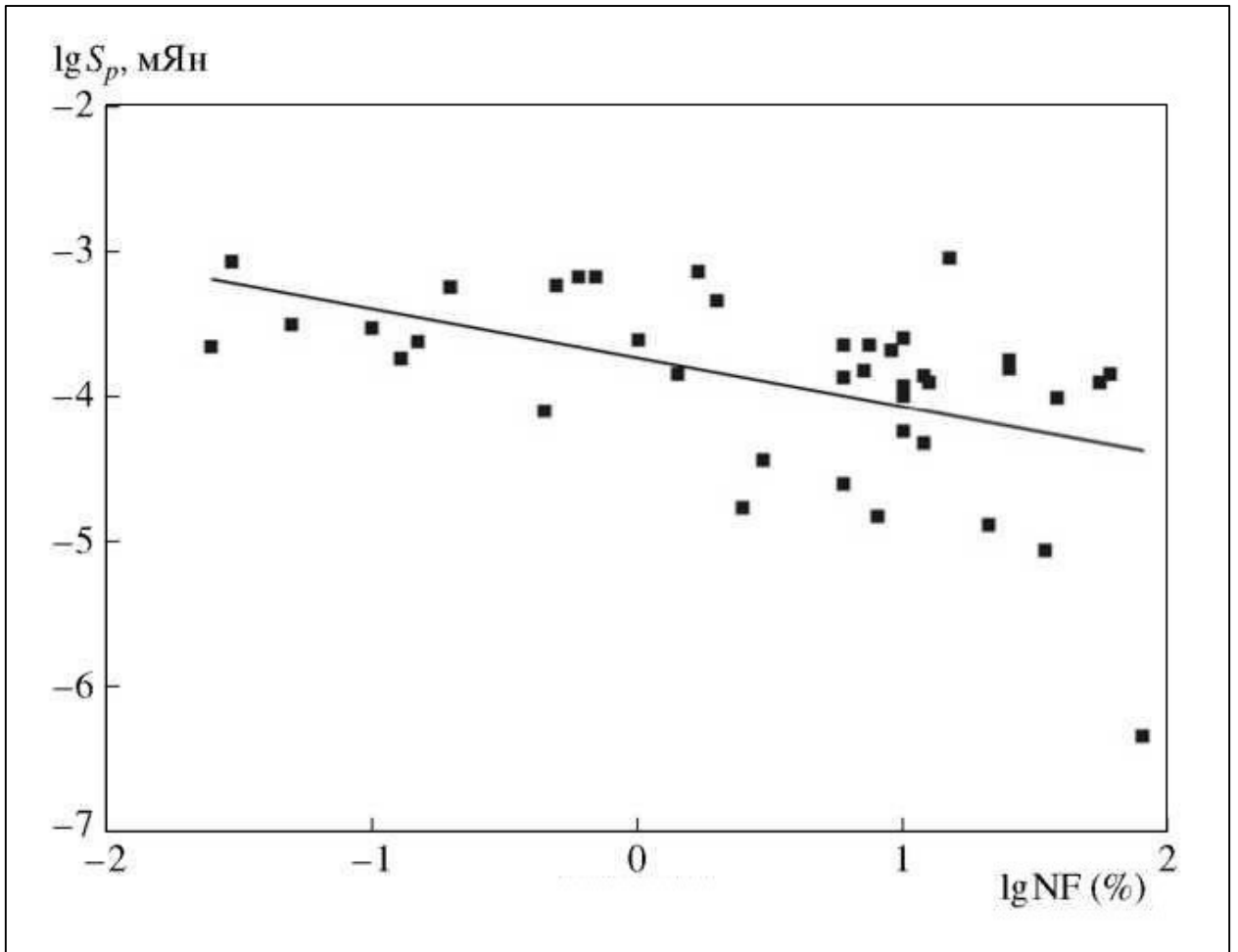


Рис. 28 Зависимость плотности потока в импульсе на частоте 1400 МГц от NF. Используются данные из работы [74] и каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A3].

В рамках наших представлений об отличающихся локализациях формирования излучения и разных механизмах его генерации можно объяснить отсутствие нуллингов в пульсарах с $P < 0,1$ сек следующим образом. Резкие изменения интенсивности излучения вблизи светового цилиндра вызываются флуктуациями числа частиц и удалённости от светового цилиндра, т. е., флуктуациями величины (см. [45])

$$\Gamma = \frac{1}{\sqrt{(1-r/r_{lc})}}, \quad (3.10)$$

представляющей собой лоренц-фактор частиц, вращающихся твердотельно вместе с магнитосферой. Здесь $r_{lc} = cP/2\pi$ - радиус светового цилиндра, на котором линейная скорость вращения сравнивается со скоростью света.

Разумно ожидать, что вблизи светового цилиндра всегда присутствуют излучающие частицы, и не бывает полного выключения излучения. У пульсаров с длинными периодами для генерации излучения должно осуществиться несколько процессов, каждый из которых сильно нестационарен. Нестационарно происходит вырывание частиц с поверхности нейтронной звезды [27], изменяется со временем эффективность каскадного рождения вторичной электрон-позитронной плазмы, что приводит к флуктуациям её концентрации и лоренц-факторов. От этих параметров зависят инкременты возникающих в магнитосфере неустойчивостей и коэффициент трансформации энергии волн в наблюдаемое излучение [79]-[81].

Эффективность всех этих процессов значительно уменьшается с ростом периода [78]. Вероятность того, что совокупность всех факторов, приводящих к резкому уменьшению интенсивности результирующего излучения, у долгопериодических пульсаров значительно выше. Естественно, что чем выше энергия, впрыскиваемая в магнитосферу, тем меньше такая вероятность. Следствием этого и является наблюдаемая корреляция между NF и dP/dt . Подтверждением описанных здесь представлений может служить тот факт, что интегральная светимость короткопериодических пульсаров, в среднем, на порядок выше, чем у пульсаров с длинными периодами (у них выше dE/dt), и не зависит от периода [44]. В работе [44] было также показано, что светимости долгопериодических пульсаров уменьшаются с ростом периода (уменьшением dE/dt), что также согласуется с наблюдаемыми результатами по нуллингам.

3.2.2 Переключения мод

Уже на начальных этапах исследования пульсаров было замечено, что средний профиль импульса конкретного пульсара, построенный по совокупности нескольких сотен индивидуальных импульсов, остаётся постоянным и является своеобразным портретом данного объекта. Оказалось, однако, что в некоторых источниках наблюдаются два или даже три портрета, сменяющие друг друга с течением времени (см. например, [8],[9]). Это явление получило название «переключение мод». Авторы работы [74]

обнаружили, что переключения мод происходят в некоторых пульсарах с обнаруженными нуллингми, и оба эффекта по-видимому имеют одну причину. Перечислим те пульсары, у которых замечены и нуллинг и переключения мод. К ним относятся PSR J1701-3726 ($P= 2,454$ сек), B0809+74 (1,292 сек), J1703-4851 (1,396 сек), B0826-34 (1,849 сек), J1326-6700 (0,543 сек), J1648-4458 (0,629 сек), J1658-4306 (1,166 сек). Подчеркнём тот факт, что средний период указанных пульсаров (1,499 сек) больше 1 сек. Оказалось, что оба эффекта являются широкополосными и по-видимому связаны с крупномасштабными изменениями в магнитосферных процессах. Одной из причин, приводящих к нуллингам и переключению мод, может быть перестройка функции распределения электронов в первичном пучке и во вторичной электрон-позитронной плазме [82]. Есть основания предполагать, что как и нуллинг, переключения мод наблюдаются у пульсаров с большими возрастами, когда магнитосфера становится нестабильной, и малые изменения параметров (уменьшения концентрации частиц и их лоренц-факторов) приводят к заметным последствиям, в частности, к нуллингам и нестабильным формам импульсов.

3.3.3 Поляризация

Если уровни генерации и механизмы излучения в пульсарах с $P > 0,1$ сек и $P < 0,1$ сек различны, то должны отличаться и их поляризационные характеристики. Для долгопериодических пульсаров существенным является расположение области формирования излучения выше или ниже уровня предельной поляризации и вообще характер влияния слоёв магнитосферы, лежащих над областью генерации излучения. В короткопериодических пульсарах всё излучение генерируется на периферии магнитосферы, где влияние вышележащих слоёв по-видимому несущественно. Используем для сравнения поляризационных особенностей в двух группах данные работы [83]. Зависимость степени линейной поляризации для пульсаров с $P > 0,1$ сек от периода представлена на **Рис.29**. Наибольшее число измерений выполнено на волне 20 см, и именно для этой волны и взяты значения $L(\%)$. Уравнение прямой на **Рис.29** имеет вид (см. [A3], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$L(\%) = -(12,58 \pm 3,11)P(\text{сек}) + (39,65 \pm 2,12),$$
 при коэффициенте корреляции $-0,27$ и вероятности случайного распределения менее 10^{-4} .

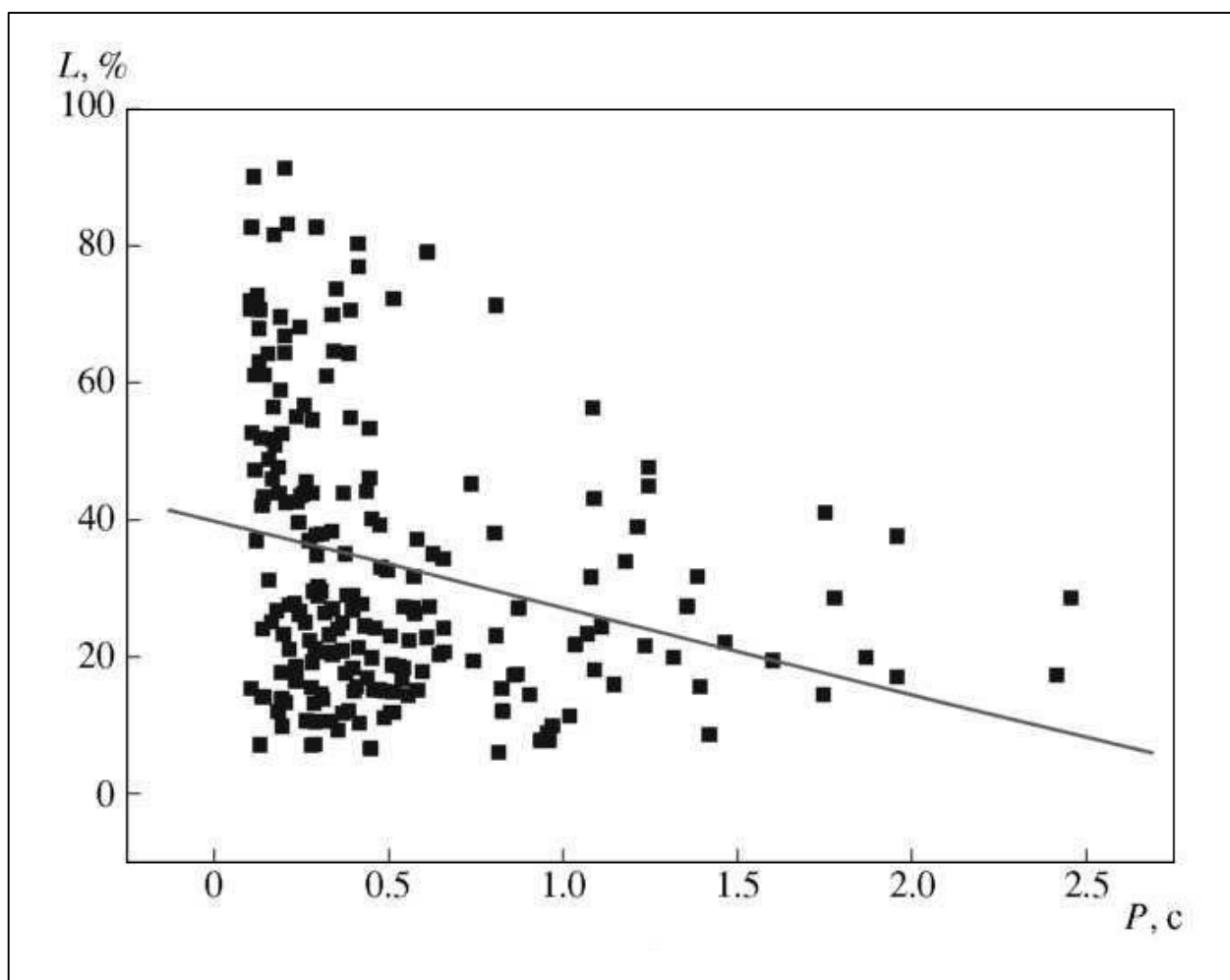


Рис. 29 Зависимость степени линейной поляризации на волне 20 см от периода для 209 пульсаров с $P > 0,1$ сек. Построена по данным из работы [83]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [А3].

Данные **Рис.29** свидетельствуют об уменьшении степени поляризации с ростом периода у данной группы пульсаров. Среднее значение для этих пульсаров равно $\langle L \rangle = 33\%$, медианна- 27%.

Для пульсаров с короткими периодами число объектов с измеренной степенью линейной поляризации на волнах 10 и 20 см примерно одинаково (**Рис.30**).

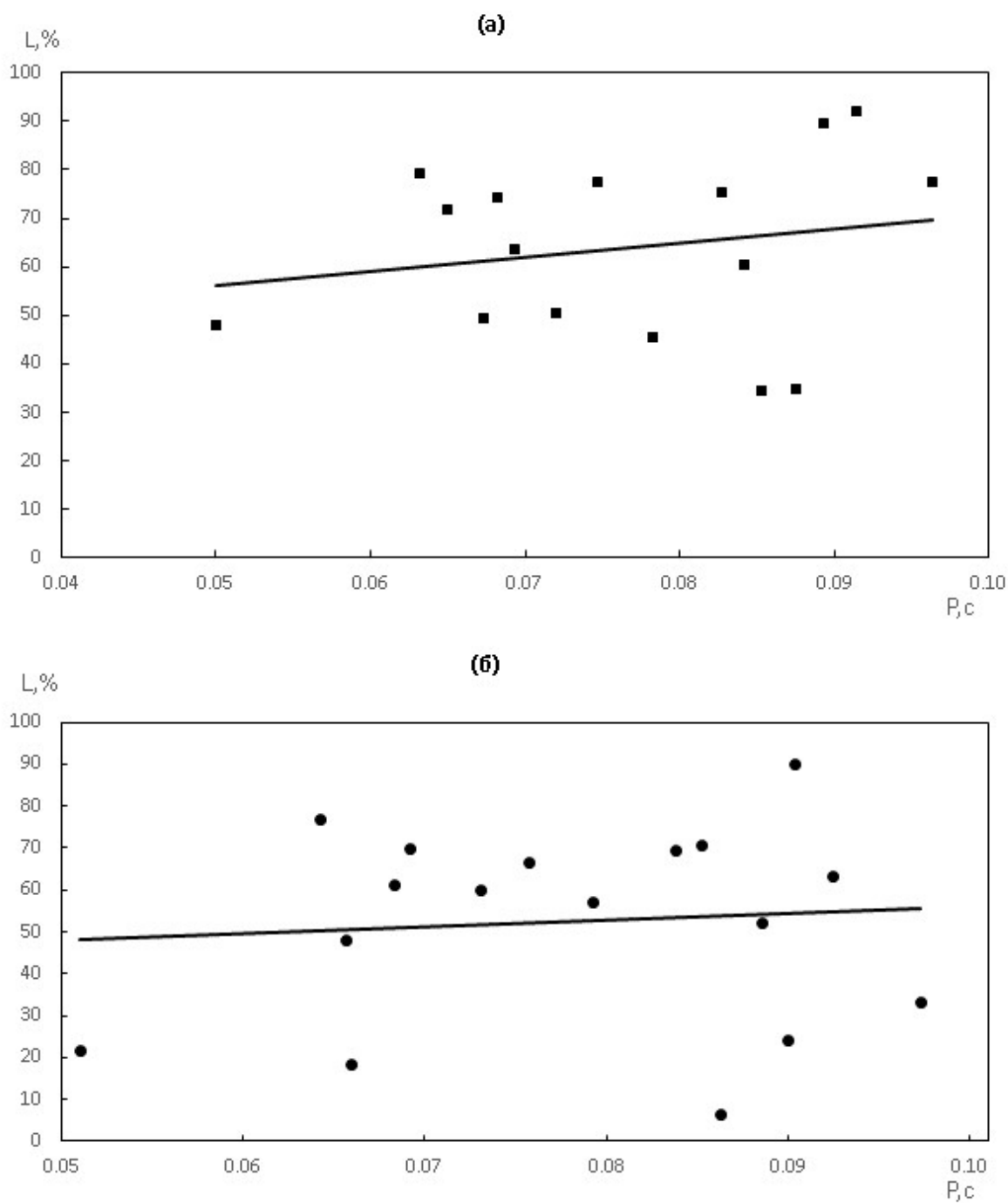


Рис. 30 Зависимость степени линейной поляризации от периода для 16 пульсаров с $P < 0,1$ с на волне 20 см (а) и 17 пульсаров с $P < 0,1$ с на волне 10 см (б). Построена по данным из работы [83]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [А3].

Уравнения прямых на Рис.30 (см. [А3], совместный результат диссертанта и соавтора):

Для $\lambda = 20$ см

$L (\%) = (288,99 \pm 387,57)P (\text{сек}) + (41,84 \pm 30,03)$, при коэффициенте корреляции 0,2, среднем значении $\langle L \rangle = 52\%$ и значении медианы - 60%.

Для $\lambda = 10$ см

$L (\%) = (157,88 \pm 478,04)P (\text{сек}) + (40,22 \pm 37,27)$, при коэффициенте корреляции 0,1, среднем значении $\langle L \rangle = 59\%$ и значении медианы - 68%.

Как следует из приведённых зависимостей, у короткопериодических пульсаров намечается рост линейной поляризации с увеличением периода, при этом степень линейной поляризации выше в 1,5-2 раза, чем у пульсаров с $P > 0,1$ сек. Это связано, по-видимому, с включением синхротронного механизма и уходом из области, где распространение волн в магнитосфере может приводить к деполяризации излучения. Значение же круговой поляризации у пульсаров с $P < 0,1$ сек не зависит от периода вовсе, а среднее значение как на 10 см, так и на 20 см близко к 20%.

Зависимость степени круговой поляризации на волне 20 см от периода для 167 пульсаров с $P > 0,1$ сек. представлена на **Рис.31**.

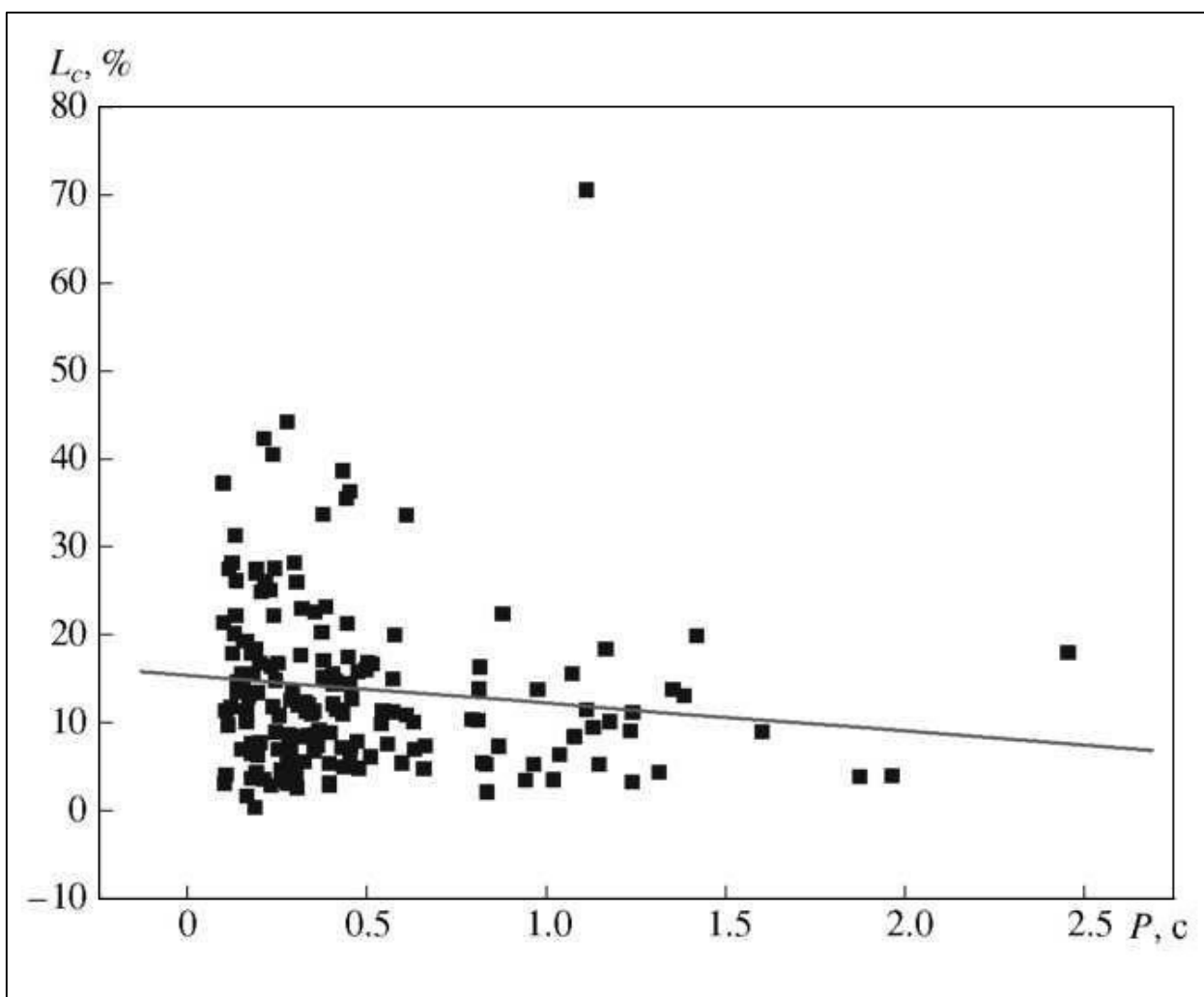


Рис. 31 Зависимость круговой поляризации на волне 20 см для 167 пульсаров с $P > 0,1$ сек. Построена по данным из работы [83]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [А3].

Также как и для линейной поляризации в этой выборке намечается тенденция к уменьшению поляризации с увеличением периода, которая описывается формулой (см. [А3], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$L_c(\%) = (3,12 \pm 1,93)P (\text{сек}) + (15,26 \pm 1,21).$$

Однако значимость указанной линейной зависимости мала, коэффициент корреляции 0,13. Следует подчеркнуть, что среднее значение $\langle L_c \rangle = 14\%$ (медиана 11,4%) для этой выборки меньше чем среднее для короткопериодических пульсаров $\langle L_c \rangle = 20\%$ (медиана 19%), по-видимому по тем же причинам, что указаны выше.

3.3.4 ОСТАТОЧНЫЕ УКЛОНЕНИЯ

На фоне постепенного векового увеличения периода пульсара, указанного в каталоге, происходят нерегулярные изменения промежутка времени между индивидуальными импульсами, которые проявляются как небольшие скачки периода в большую или меньшую сторону. Разность между наблюдаемыми интервалами и каталожными значениями периода называется остаточным уклонением, и она сильно отличается для разных объектов. В долгопериодических пульсарах эта разность характеризуется значениями от долей миллисекунды до нескольких десятков миллисекунд, в короткопериодических — от микросекунды до десятков микросекунд.

В работе [84] опубликованы измерения среднеквадратичных уклонений по результатам многолетних наблюдений для 374 пульсаров. Эти данные были взяты для построения зависимостей, показанных на **Рис.32**.

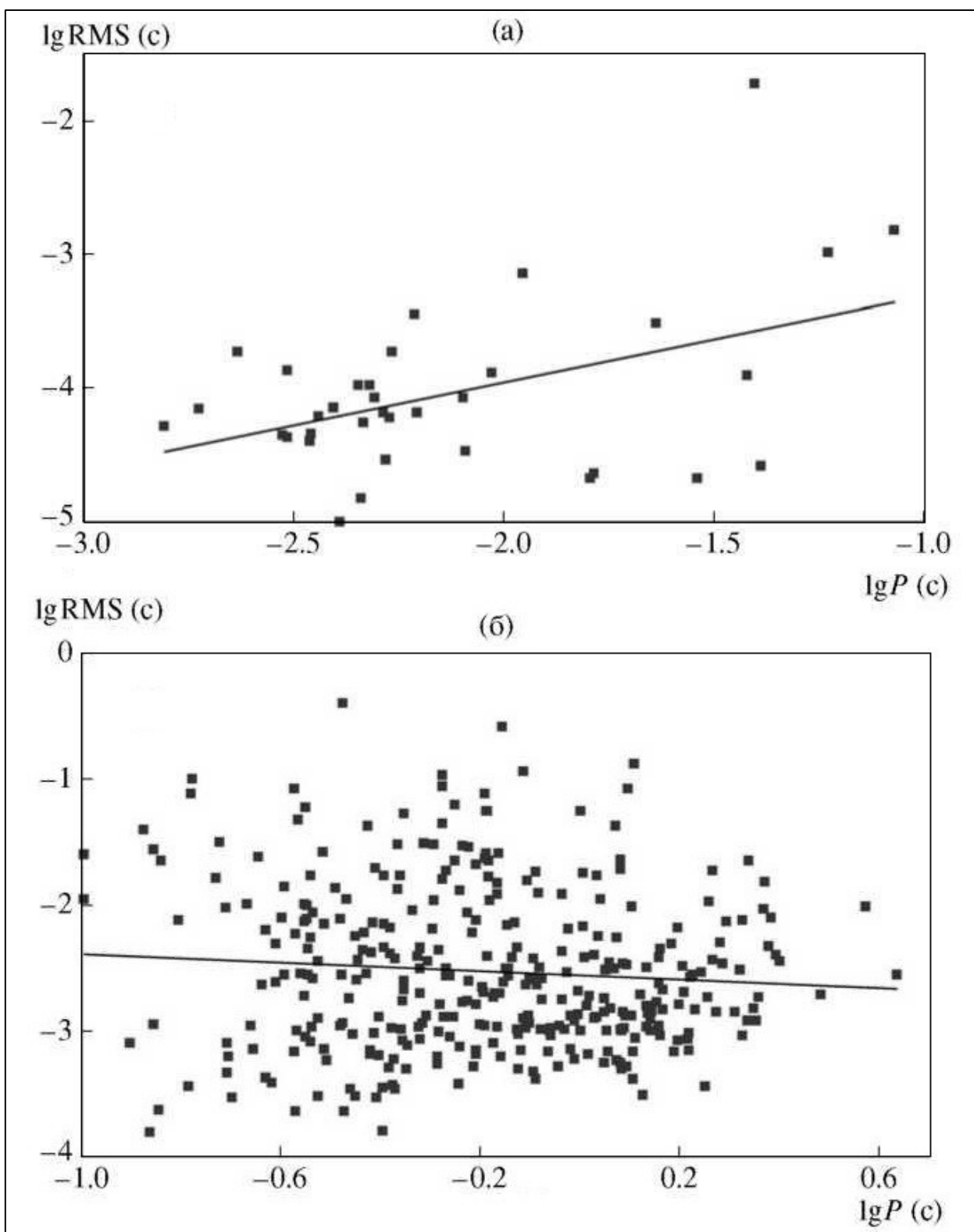


Рис. 32 Зависимости остаточных уклонений (RMS) от периодов у пульсаров с $P < 0,1$ сек (а) и $P > 0,1$ сек (б). Построена по данным из работы [84]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [А3].

Уравнения прямых, проведенных по методу наименьших квадратов, имеют вид (см. [А3], совместный результат диссертанта и соавтора):

$\lg \text{RMS}(\text{сек}) = (0,64 \pm 0,46) \lg P(\text{сек}) - (2,67 \pm 0,99)$, при коэффициенте корреляции, равном 0,45 для 35 пульсаров с $P < 0,1$ сек.

$\lg \text{RMS}(\text{сек}) = (-0,17 \pm 0,22) \lg P(\text{сек}) - (2,55 \pm 0,08)$, коэффициент корреляции -0,08 для 339 объектов с $P > 0,1$ сек.

Средние значения в абсолютной мере естественно значительно выше у пульсаров с $P > 0,1$ сек, чем у источников с $P < 0,1$ сек (11 и 0,7 мсек, соответственно). Намечается тенденция к увеличению остаточных уклонений с ростом периода у пульсаров с $P < 0,1$ сек, выявленная в работах [85],[86]. У долгопериодических пульсаров такая зависимость отсутствует.

Более интересной представляется относительная нестабильность прихода импульсов $\Delta P/P$ у двух групп пульсаров. Соответствующие диаграммы показаны на **Рис.33**. Уравнения прямых, проведенных по методу наименьших квадратов, имеют вид (см. [А3], совместный результат диссертанта и соавтора):

$\lg(\Delta P/P) = (-0,36 \pm 0,46) \lg P(\text{сек}) - (2,67 \pm 0,99)$,

$\lg(\Delta P/P) = (-1,17 \pm 0,22) \lg P(\text{сек}) - (2,55 \pm 0,08)$,

а коэффициенты корреляций равны -0,27 и -0,50 для объектов с $P < 0,1$ сек и $P > 0,1$ сек, соответственно. Относительные уклонения у долгопериодических пульсаров оказываются, в среднем, в несколько раз ниже. Возможно, это связано с различиями в механизмах излучения, а также с их эффективностью и скоростью протекания различных процессов в разных по масштабам магнитосферах короткопериодических и долгопериодических пульсаров. Так или иначе, этот результат несколько неожиданен и требует своего осмысления.

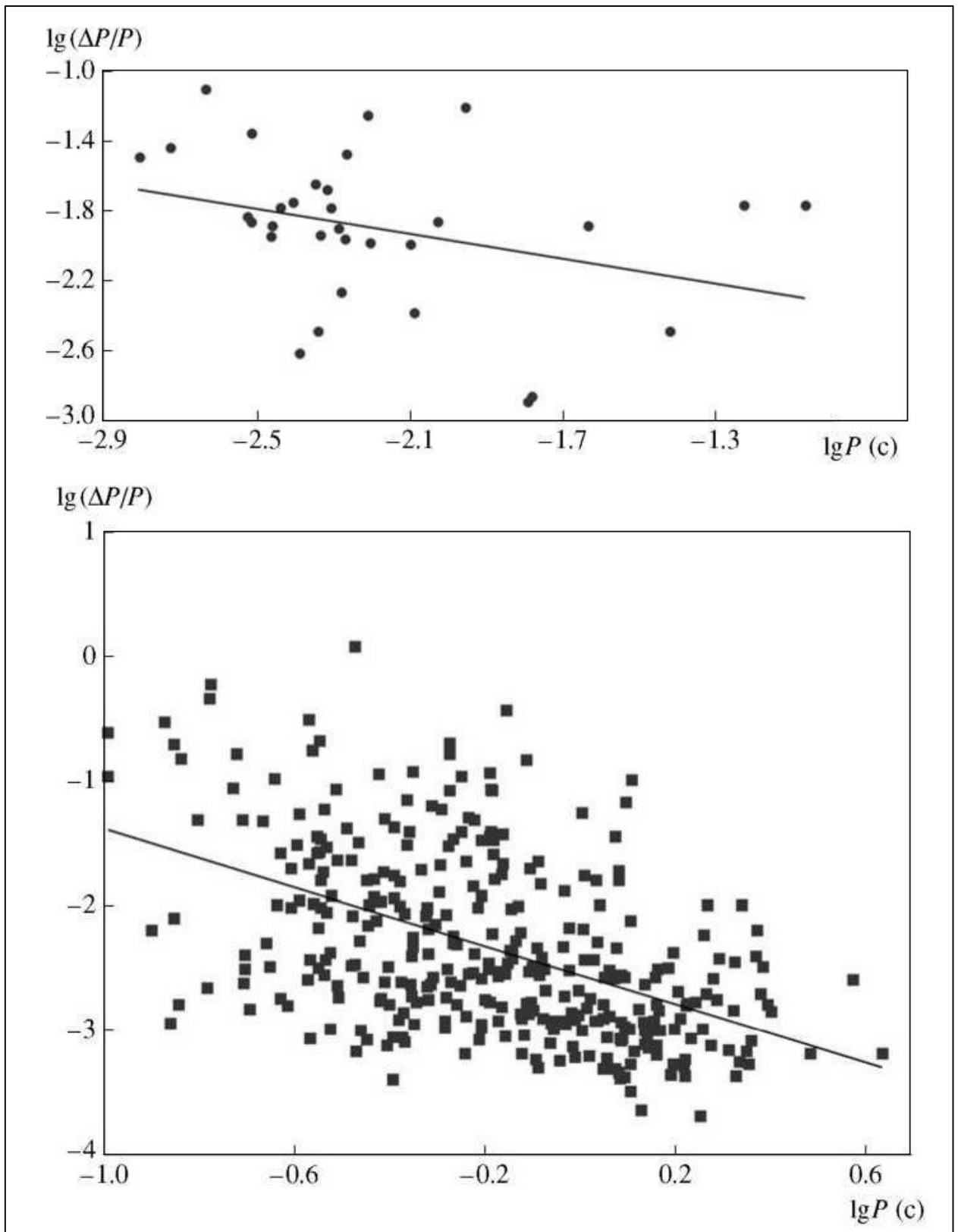


Рис. 33 Зависимости относительных уклонений у пульсаров с $P < 0,1$ сек (вверху) и $P > 0,1$ сек (внизу). Построена по данным из работы [84]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [А3].

3.3 Выводы.

1. Светимости в радио и гамма диапазонах не коррелируют с величиной индукции магнитного поля на поверхности нейтронной звезды.
2. Обнаружена зависимость гамма-светимости от магнитного поля на световом цилиндре, что свидетельствует о генерации излучения в этом диапазоне во внешних слоях магнитосферы.
3. Наблюдаются заметные корреляции между светимостями в различных диапазонах и скоростью потери энергии вращения.
4. Коэффициент трансформации энергии вращения в излучение не зависит от периода в пульсарах с $P < 0,1$ сек и увеличивается с ростом периода у долгопериодических пульсаров (коэффициенты корреляций для зависимостей в радиодиапазоне 0,02 и 0,52, соответственно).
5. Значение коэффициента трансформации у пульсаров с длинными периодами на порядок выше чем у короткопериодических пульсаров (для радиодиапазона $\lg \eta_r = -3,7$ и $\lg \eta_r = -4,6$, соответственно).
6. У короткопериодических пульсаров ширина импульса быстрее увеличивается с увеличением периода, чем у пульсаров с $P > 0,1$ сек.
7. Исследованные наблюдения радиопульсаров показали, что периоды выключения их излучения (нуллины) и переключения мод зарегистрированы только у объектов с длинными периодами ($P > 0,2$ сек).
8. Степени линейной и круговой поляризации у пульсаров с $P < 0,1$ сек оказываются выше, чем у объектов с $P > 0,1$ сек (48% и 33%- линейная, 20% и 14%- круговая на длине волны $\lambda = 20$ см, соответственно). Наблюдается увеличение степени поляризации у второй группы при уменьшении периода. Оба эти результата свидетельствуют о включении дополнительного механизма поляризованного излучения во внешних слоях магнитосферы.
9. Относительные уклонения у долгопериодических пульсаров оказываются, в несколько раз ниже, чем у короткопериодических (средние значения в логарифмическом масштабе равны, соответственно, -2,32 и -1,82).
10. Полученные в настоящей главе результаты, вместе с выводами главы 2, свидетельствуют о систематических отличиях параметров пульсаров и их зависимостях от других параметров пульсаров, (с $P < 0,1$ сек и с $P > 0,1$ сек). Эти различия свидетельствуют о разных механизмах излучения и локализации его генерации.

Глава 4. Параметры радиопульсаров в двойных системах и шаровых скоплениях.

4.1 РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ.

4.1.1 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДОВ ПУЛЬСАРОВ И ИХ ПРОИЗВОДНЫХ.

Рис.34 показывает распределение периодов пульсаров, входящих в двойные системы и шаровые скопления, построенное по данным каталога [6].

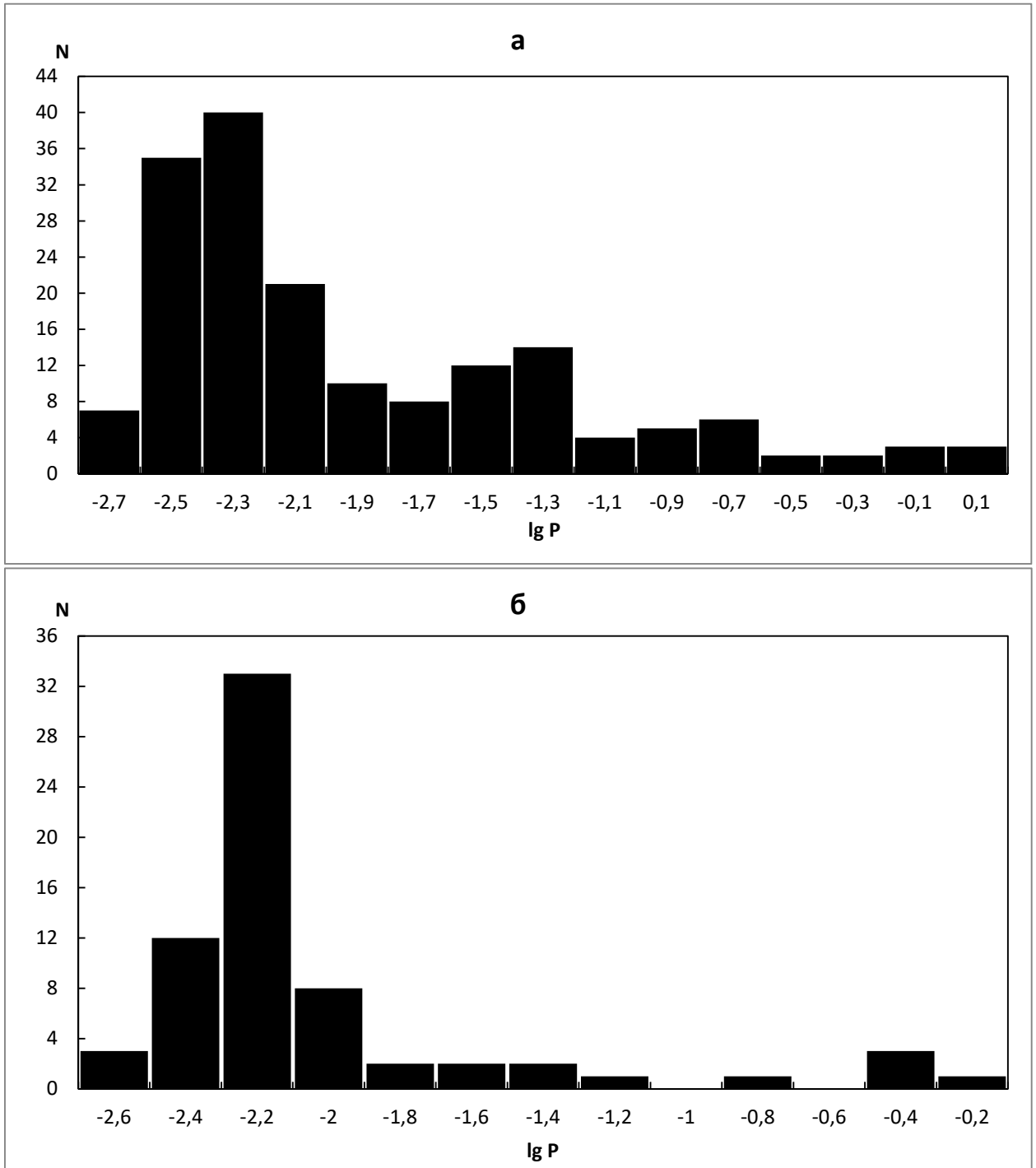


Рис. 34 Распределение пульсаров по периодам в двойных системах (а) и в шаровых скоплениях (б), построенные по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].

Из построенного распределения видно, что большая часть объектов принадлежит к короткопериодической популяции, с периодами менее 0,1 сек. Преобладание коротких периодов разумно объясняется предположением о раскрутке нейтронных звёзд за счёт звёздного ветра от компаньона в двойных системах и последствием эволюции внутри шаровых скоплений, принадлежащих к самой старой части нашей Галактики.

4.1.2 РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНДУКЦИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ И СВЕТОВОМ ЦИЛИНДРЕ .

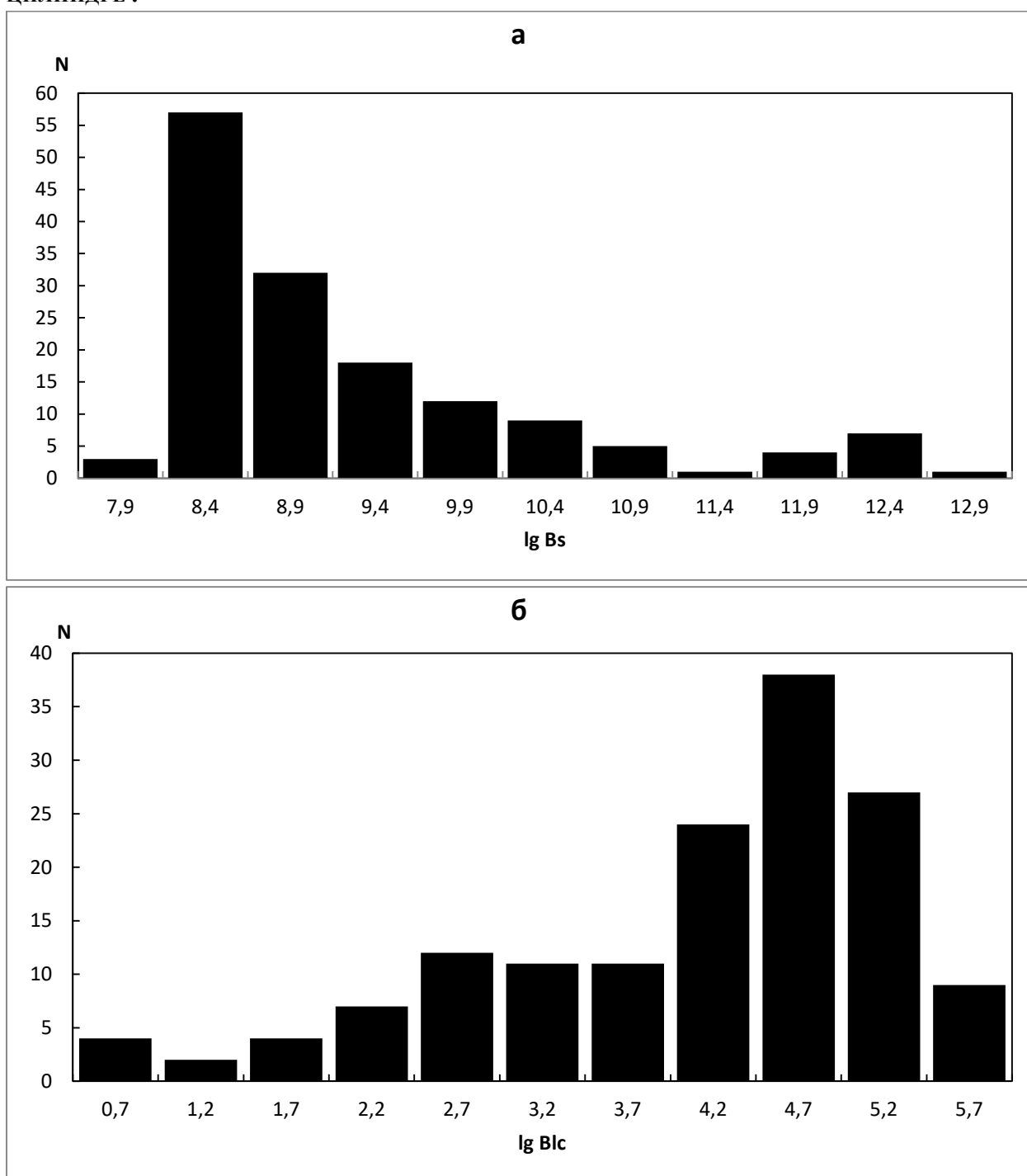


Рис. 35 Распределение пульсаров в двойных системах по полям на поверхности (а) и световом цилиндре (б), построенные по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].

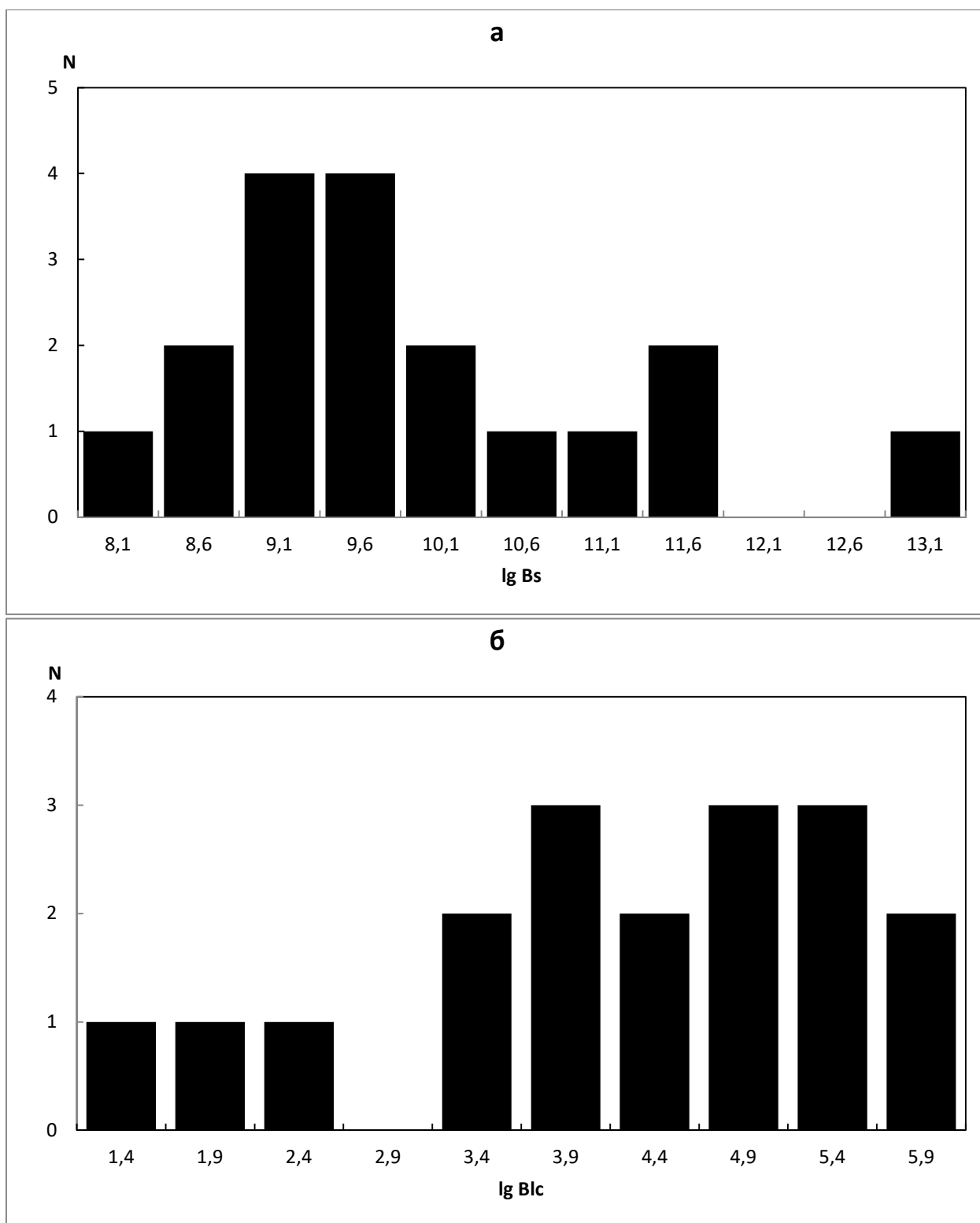


Рис. 36 Распределение пульсаров, входящих в шаровые скопления, по полям на поверхности (а) и на световом цилиндре (б), построенные по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].

В распределениях полей на поверхности в двойных системах и шаровых скоплениях (Рис.35-Рис.36) заметно преобладание объектов со значением индукции магнитного поля порядка $10^8 - 10^9$ Гс. Большое число пульсаров с

низким значением индукции также является следствием длительной эволюции в присутствии компаньона [87]. Наличие в распределении пульсаров с индукциями более 10^{10} Гс объясняется, их меньшим возрастом, среднее характеристическое значение которого $1,7 \times 10^7$ лет. По всей видимости, они ещё не успели раскрутиться и уменьшить своё магнитное поле. В пользу этого также свидетельствует наличие заметной зависимости между полем на поверхности и значением характеристического возраста, показанная на **Рис.37**. Прямая, проведённая на этой диаграмме по методу наименьших квадратов, описывается уравнением (см. [A5], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$\lg B_s = (-0,94 \pm 0,09) \lg \tau + (17,81 \pm 0,83), \text{ при коэффициенте корреляции } -0,87$$

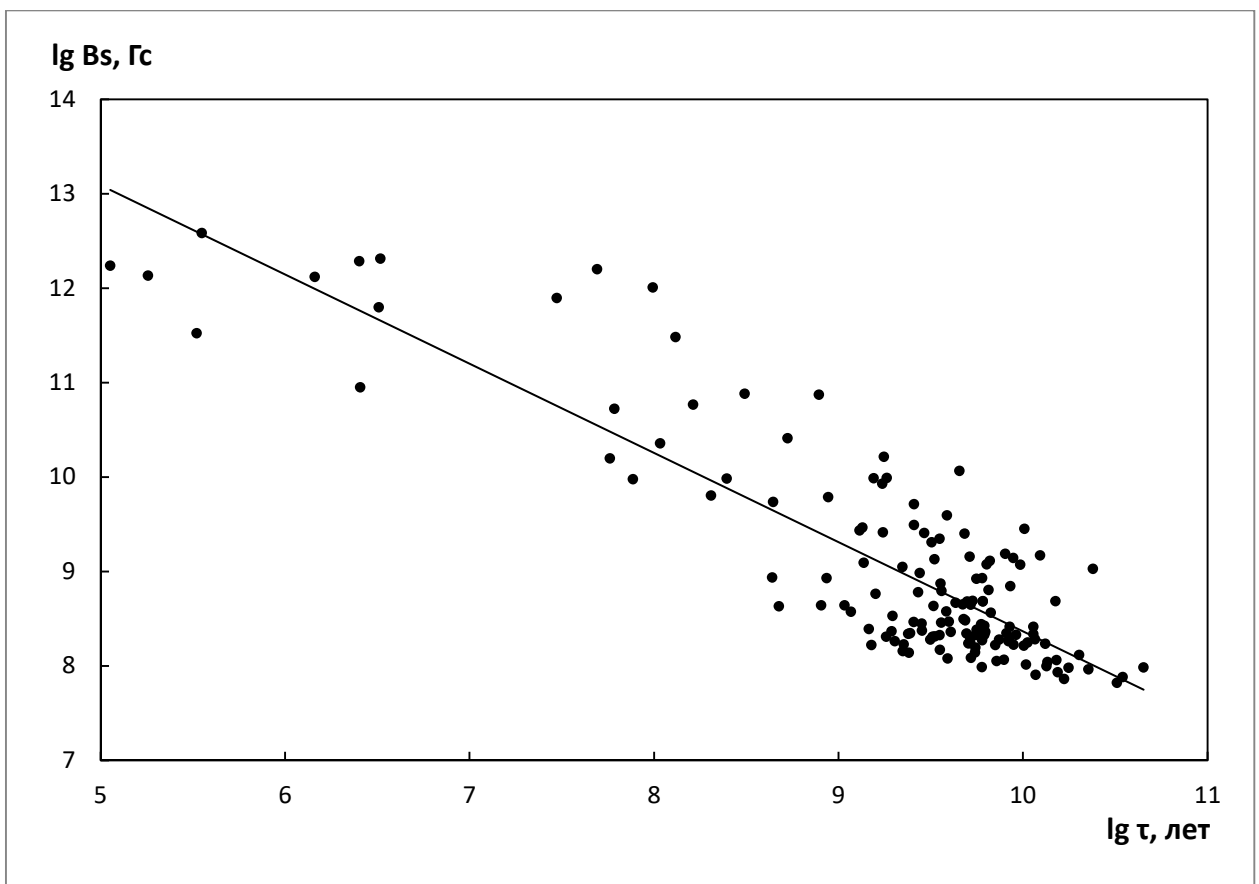


Рис. 37 Зависимость поля на поверхности от характеристического возраста пульсаров в двойных системах. Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].

Важным в рассматриваемых распределениях магнитных полей представляется высокое значение поля (10^3 — 10^6 Гс) на световом цилиндре в большей части исследуемых пульсаров, на несколько порядков превышающее соответствующие величины для нормальных пульсаров (единицы-десятки

Гаусс). Этот признак был выявлен в работе [3] как основное отличие радиопульсаров с зарегистрированным гамма-излучением [54] от гамма-тихих пульсаров.

Обращает на себя внимание тот факт, что среди открытых гамма-пульсаров двойные системы составляют более 26 % (31 из 117), в то время как в каталоге радиопульсаров [6] их только 10% (256 из 2518). Учитывая, что наблюдаемое гамма-излучение генерируется, скорее всего, вблизи светового цилиндра [88], следует ожидать обнаружения гамма-пульсаров и в ряде других двойных систем.

4.2 ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ.

4.2.1 ШИРИНА ИМПУЛЬСА ПО УРОВНЮ 10% И ПЕРИОД ПУЛЬСАРА.

Формирование излучения в пульсарах, принадлежащих исследуемым популяциям, происходит так же, как и в одиночных пульсарах. Об этом свидетельствуют зависимости ширины импульса по уровню 10% (W_{10}) от периода (P) (**Рис.38**).

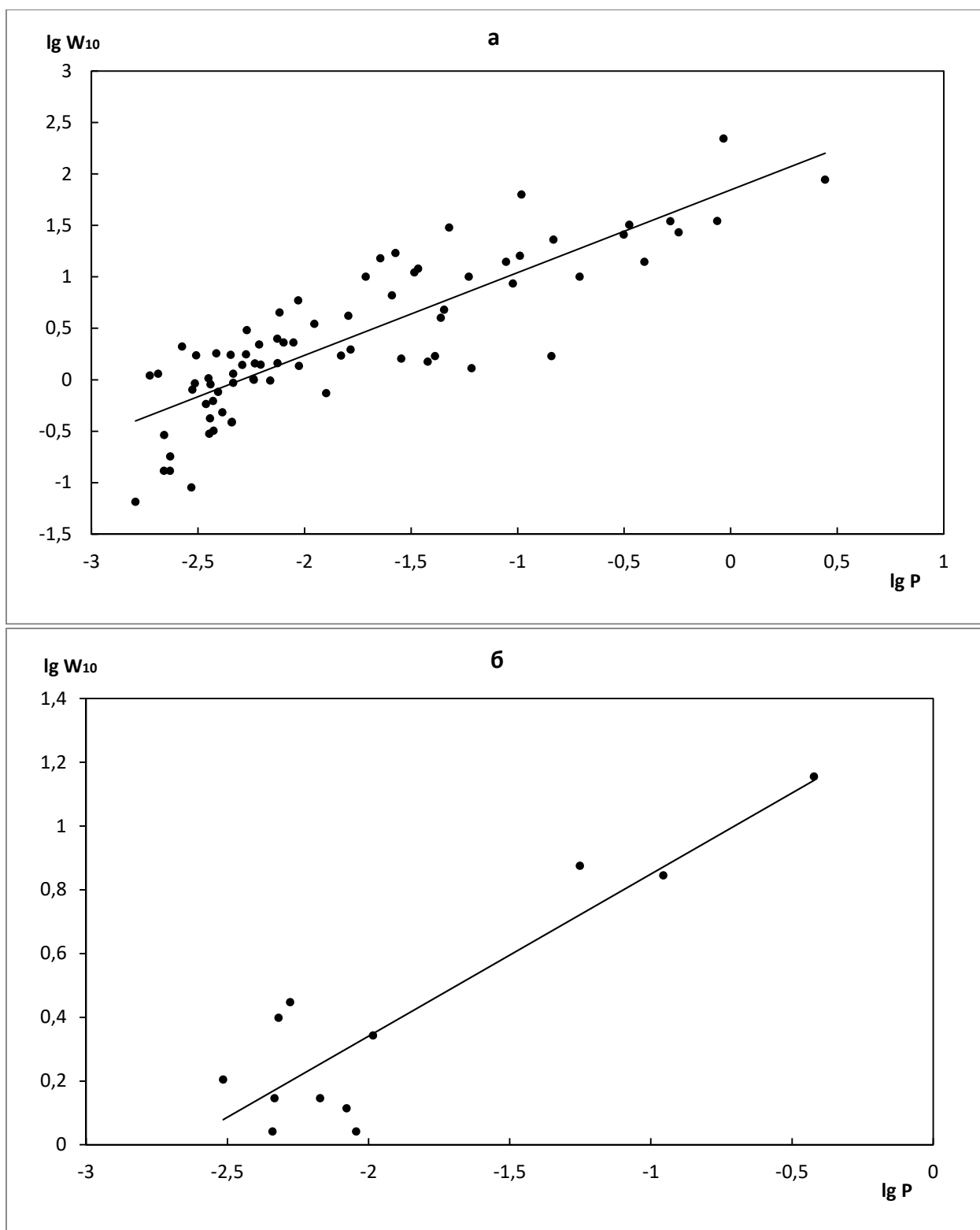


Рис. 38 Зависимости ширины импульса (в мсек) от периода для пульсаров, входящих в двойные системы (а) и шаровые скопления(б). Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [А5].

Проведенные по методу наименьших квадратов прямые на **Рис.38** описываются уравнениями (см. [A5], совместный результат диссертанта и соавтора):

$\lg W_{10} = (0,80 \pm 0,06) \lg P + (1,85 \pm 0,11)$, при коэффициенте корреляции 0,85 для 77 пульсаров, входящих в двойные системы;

$\lg W_{10} = (0,51 \pm 0,09) \lg P + (1,36 \pm 0,17)$, при коэффициенте корреляции 0,90 для 12 пульсаров, входящих в шаровые скопления.

Следует заметить, что зависимость $W_{10}(P)$ для шаровых скоплений согласуется с предсказанием стандартной модели полярной шапки $W_{10} \propto P^{0,5}$, в то время как для двойных систем она ближе к модели релятивистского формирования диаграммы вблизи светового цилиндра $W_{10} \propto P$ [70]. В следствие зависимости ширины импульса от периода у пульсаров в двойных системах импульсы оказываются уже, чем у одиночных пульсаров. Соответствующие средние значения $\langle W_{10} \rangle$ равны, 10 и 46 мсек.

4.2.2 СВЕТИМОСТЬ И СКОРОСТЬ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ВРАЩЕНИЯ.

Обращает на себя внимание факт отсутствия зависимости между радиосветимостью и скоростью потери энергии вращения для пульсаров, входящих в двойные системы (**Рис.39**), коэффициент корреляции 0,09. Это является свидетельством в пользу предположения о замывании в двойных системах этой зависимости аккрецией из компаньонов. В пользу экранирования излучения веществом звёздного ветра из компаньона также свидетельствуют значительно меньшие средние значения светимостей пульсаров в двойных системах по сравнению с одиночными пульсарами (140 мЯн*кпс² и 538 мЯн*кпс², соответственно) (**Рис.40**).

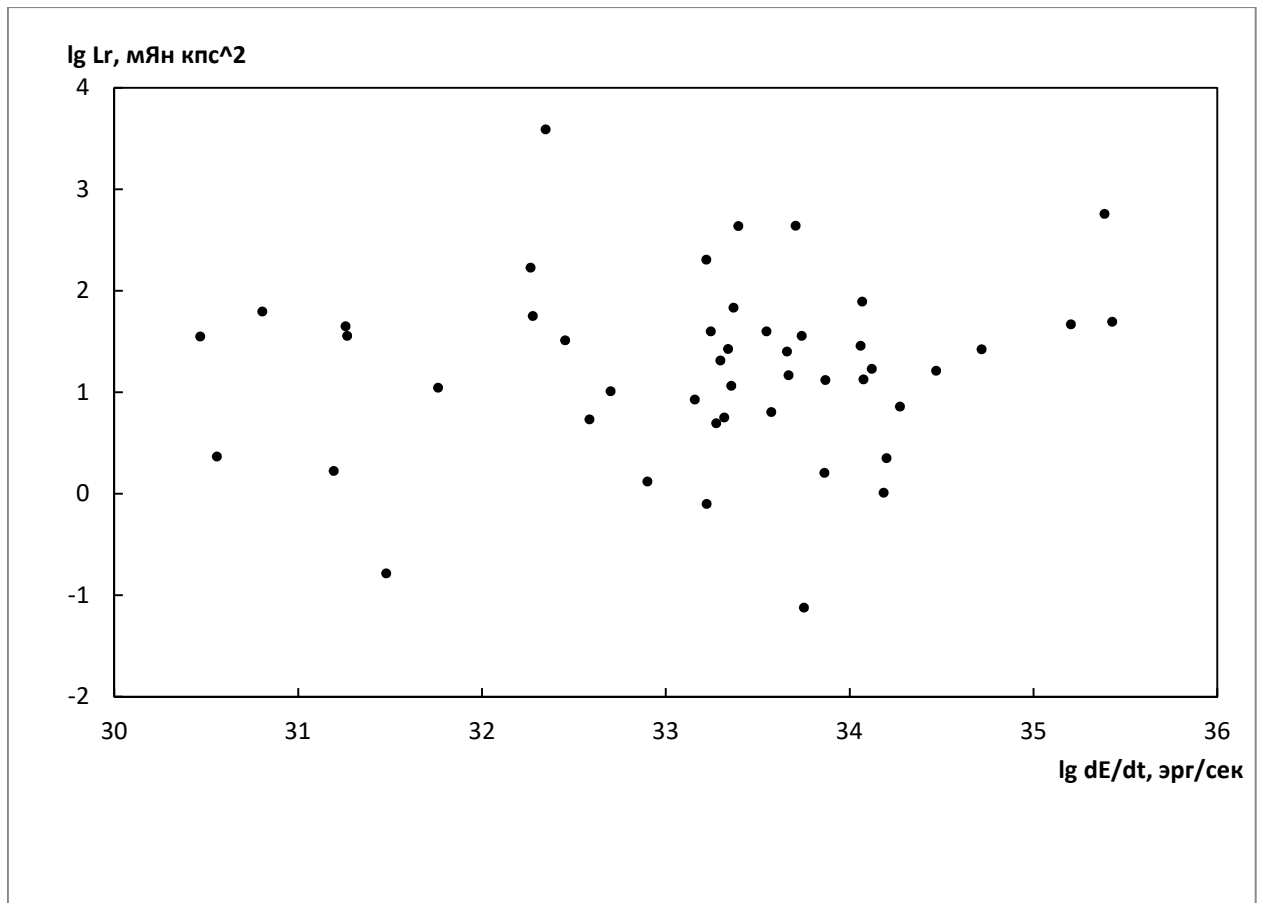


Рис. 39 Диаграмма РАДИОСВЕТИМОСТЬ на частоте 400МГц - СКОРОСТЬ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ВРАЩЕНИЯ для пульсаров, входящих в двойные системы. Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].

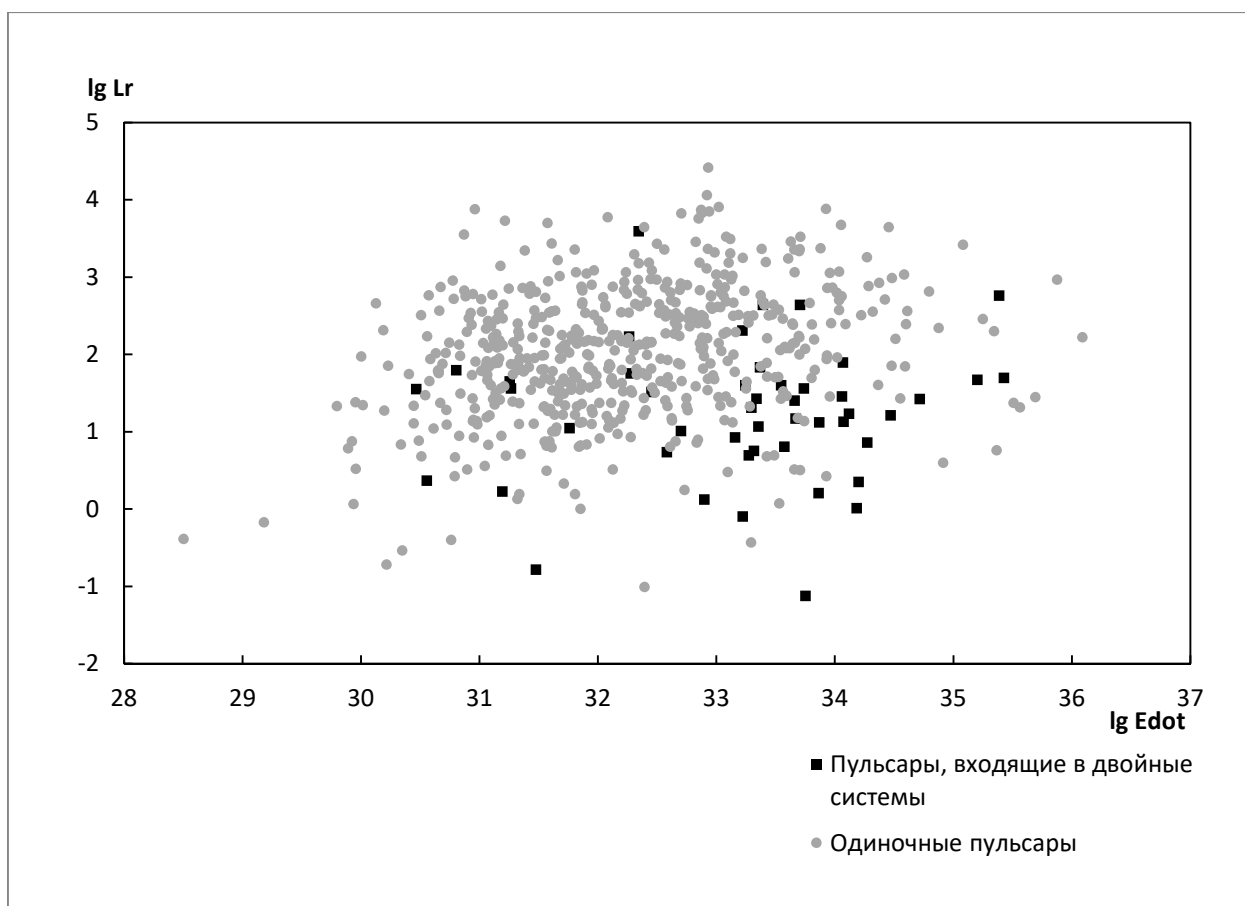


Рис. 40 Распределение радиосветимостей для одиночных пульсаров и пульсаров в двойных системах. Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].

4.2.3 РАДИОСВЕТИМОСТИ ПУЛЬСАРОВ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА ПОВЕРХНОСТИ.

Наблюдается тенденция (**Рис.41**) уменьшения светимости с уменьшением магнитного поля на поверхности (и, соответственно, на любых расстояниях от неё при дипольной структуре). Прямая описывается уравнением (см. [A5], совместный результат диссертанта и соавтора):

$$\lg R_1 = (0,29 \pm 0,10) \lg B_s - (1,41 \pm 0,92), \text{ при коэффициенте корреляции } 0,40$$

Такая тенденция, вероятно, связана с ролью аккреции вещества из второго члена системы. Эта роль оказывается более существенной при слабых магнитных полях.

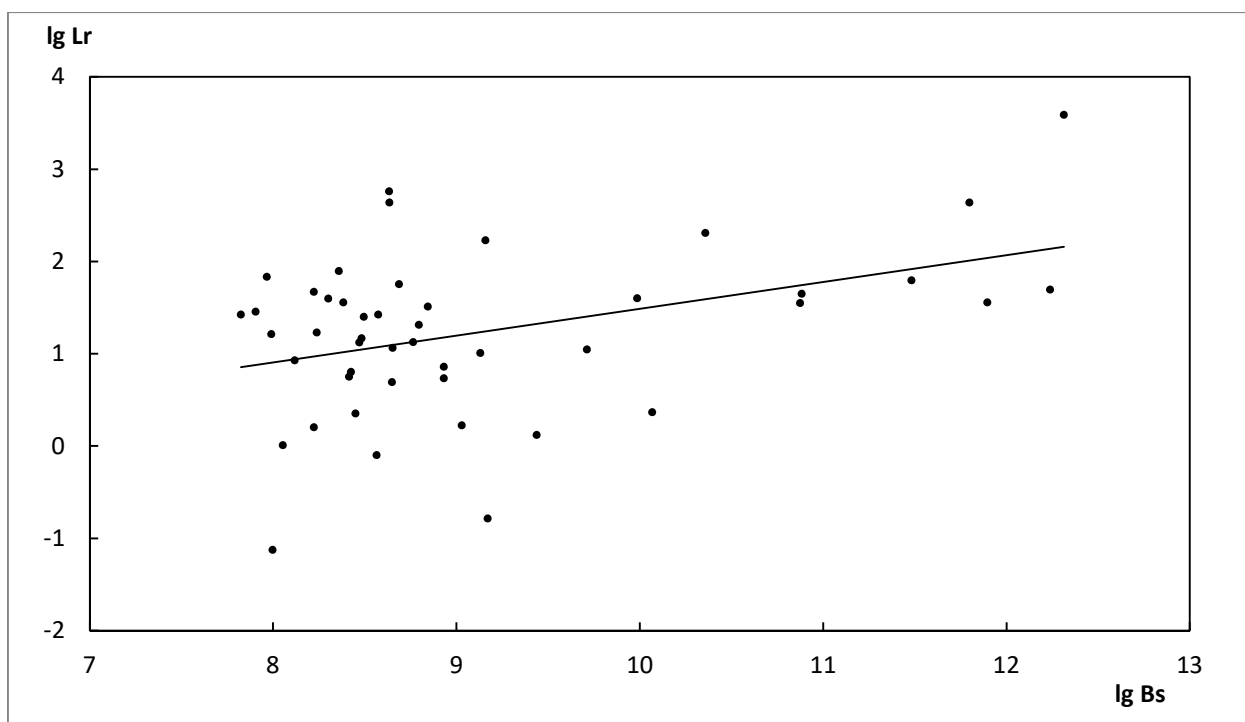


Рис. 41 Зависимость радиосветимости от магнитного поля на поверхности пульсаров в двойных системах. Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].

4.3 Выводы.

1. Пульсары в двойных системах и шаровых скоплениях имеют преимущественно короткие периоды (порядка нескольких миллисекунд). Это соответствует общепринятым представлениям о раскручивании нейтронной звезды за счёт углового момента, который связан со звёздным ветром от компаньона.
2. Магнитные поля также оказываются для большей части рассматриваемых пульсаров низкими (порядка $10^8 - 10^9$ Гс) в соответствии с предсказаниями моделей эволюции двойных систем.
3. Однако поля на световом цилиндре в этих объектах на два-три порядка выше, чем у основной популяции одиночных нейтронных звёзд. Поскольку эта особенность характерна для открытых на LAT Fermi гамма-пульсаров, есть основания ожидать новых обнаружений жёсткого излучения от некоторых из рассмотренных систем.
4. Зависимость ширины импульса от периода не отличается от соответствующих зависимостей для одиночных пульсаров в

предположении о формировании излучения внутри полярной шапки на умеренных расстояниях от поверхности или вблизи светового цилиндра.

5. Радиосветимости пульсаров в двойных системах не показывают корреляции со скоростью потери энергии вращения, характерной для одиночных пульсаров, что связано, вероятно, с влиянием аккрецирующего вещества от компаньона.
6. Кроме того аккреция по-видимому уменьшает мощность выходящего излучения и объясняет наблюдаемое систематическое превышение радиосветимости одиночных пульсаров по сравнению с пульсарами в двойных системах.

Глава 5. Пространственные скорости радиопульсаров.

5.1 ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ УСКОРЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ.

В работах [89], [90] рассмотрены следствия асимметрии коэффициентов переноса у разных сортов нейтрино во внешних слоях формирующейся нейтронной звезды. Этот эффект ускоряет звезду, а значение результирующей скорости существенным образом зависит от величины магнитного поля внутри неё. При полях порядка $10^{15} - 10^{16}$ Гс можно ожидать скоростей до 1000 км/сек. Вопрос о существовании таких полей в нейтронных звёздах остаётся открытым. При полях же, обычно принимаемых для радиопульсаров ($\sim 10^{12}$ Гс), достигаются скорости лишь порядка 1 км/сек.

Асимметрия испускания нейтрино с магнитных полюсов может ускорить звезду до скоростей в 300 км/сек. Но различие полей на двух полюсах должно достигать порядка 10^{16} Гс [91].

В случае функционирования этих механизмов разумно было бы ожидать положительную корреляцию между скоростью и магнитным полем, однако зависимость, построенная по данным каталога [6], показывает что такой корреляции нет (**Рис.42**). Коэффициент корреляции между скоростью и полем на поверхности составляет 0,11, такое низкое значение говорит о том, что даже если подобного рода механизмы и существуют, то обладают крайне низкой эффективностью.

Анализ конвективной неустойчивости ядра предсверхновой или его асимметрия в различных моделях [92]-[93] могут приводить к ускорению звезды до 500 км/сек. Однако эффективность этих механизмов заметна только при периоде вращения образовавшейся нейтронной звезды меньше 1 мсек [94].

Если магнитный диполь смещён относительно центра нейтронной звезды, за счёт несимметричного испускания излучения с магнитных полюсов создаётся импульс, приводящий к ускорению звезды [95]. И опять, как в механизмах с конвективной неустойчивостью ядра, скорости в сотни км/сек достигаются только при периоде вращения порядка 1 мсек.

Разумно предположить, что чем короче по сравнению с другими пульсарами был начальный период пульсара, тем короче он у него и в настоящий момент. Тогда, в данном случае, можно ожидать отрицательную корреляцию между скоростью пульсара и его периодом. Данные каталога [6] показывают, что скорее наблюдается обратная тенденция (**Рис.43**).

Как следует из предыдущего описания, для функционирования предложенных механизмов ускорения нейтронных звёзд необходимы либо очень короткие начальные периоды их вращения, либо очень сильные магнитные поля, но современные, общепринятые представления о природе и свойствах пульсаров этого не допускают. Кроме того, отсутствие корреляций между скоростью и основными показателями, необходимыми для условий эффективной работы рассмотренных механизмов ускорения, также ставят их существование и эффективность под сомнение.

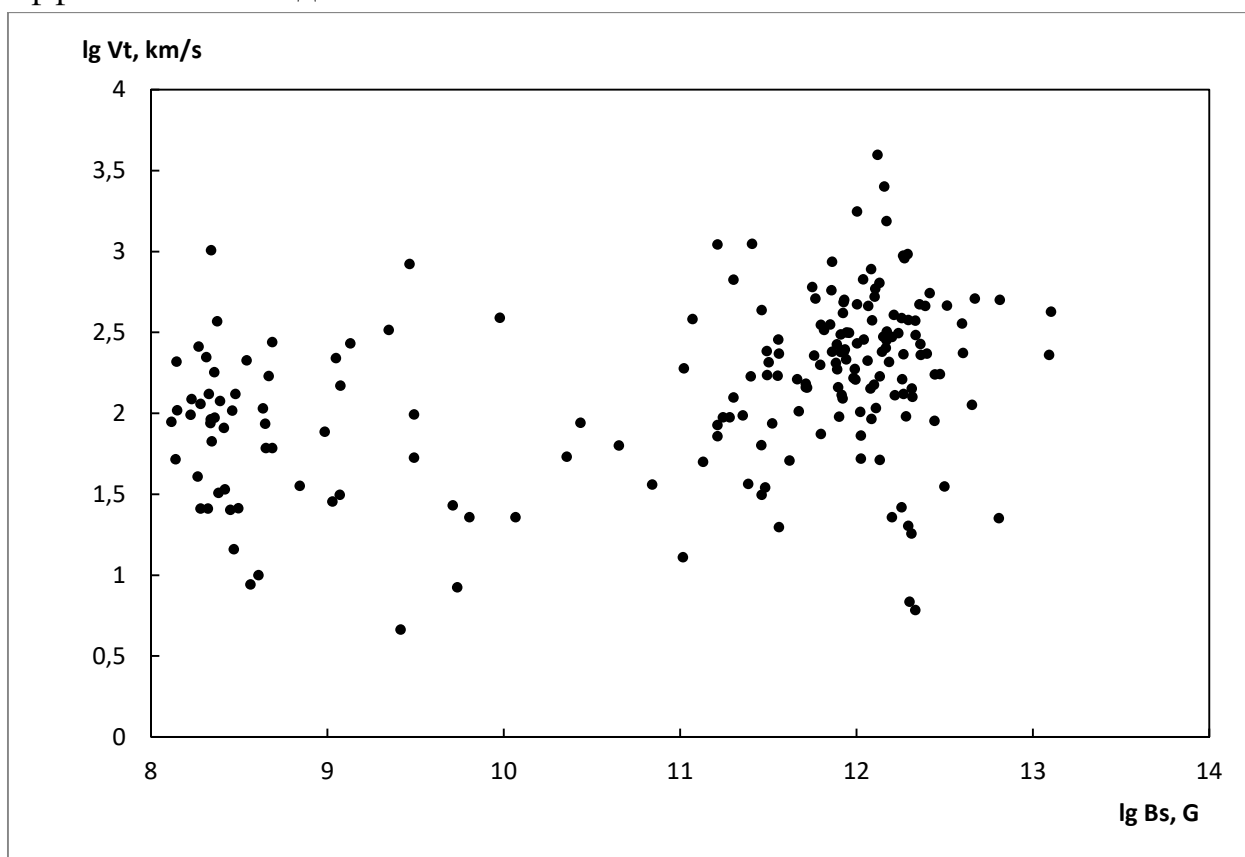


Рис. 42 Диаграмма скорость - магнитное поле для 199 пульсаров из каталога [6]. Построено на основе данных из работы [А4]. Рисунок выполнен диссертантом, носит иллюстративный характер.

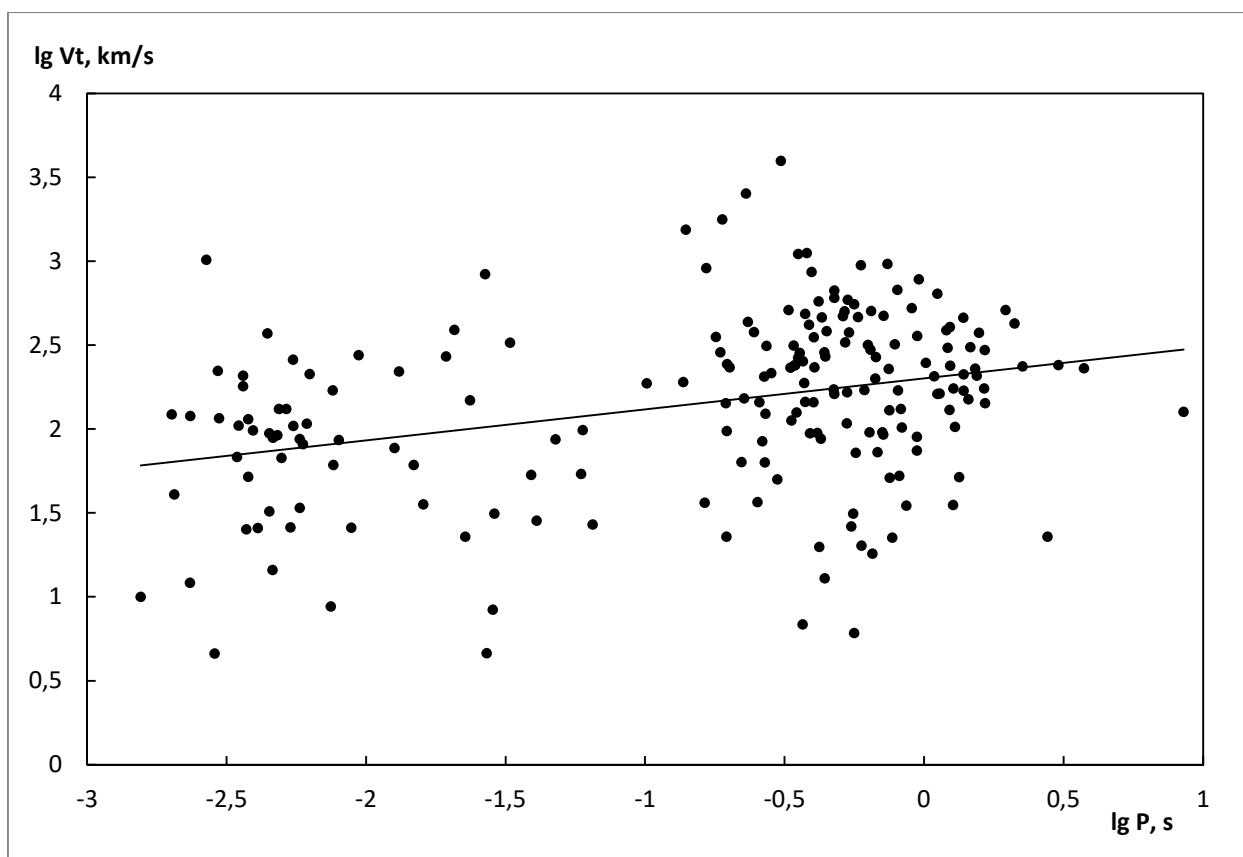


Рис. 43 Диаграмма скорость - период для 199 пульсаров из каталога [6]. Построено на основе данных из работы [А4]. Рисунок выполнен диссертантом, носит иллюстративный характер.

5.2 УСКОРЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ ЗА СЧЕТ АСИММЕТРИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. (Написано по данным работы [А4], совместный результат диссертанта и соавторов)

Скорее всего, скорость движения пульсара в течение его жизни не остаётся постоянной. Поскольку роль нейтринных процессов может быть существенной лишь в первые моменты образования нейтронной звезды, её дополнительное ускорение может быть вызвано только асимметрией испускания электромагнитного излучения. Рассмотрим эту возможность.

Пусть звезда испытывает постоянное ускорение a . Если начальная скорость равна нулю, то как известно, в момент t

$$V = at \quad (5.1)$$

Если время передачи импульса порядка года, а конечная скорость равна $V = 300$ км/сек, то $a = 1$ см/сек². При массе, равной массе Солнца ($M = 2 \times 10^{33}$ г) для этого нужна сила $F = 2 \times 10^{33}$ дн. Полная светимость L сверхновой в

течение этого времени порядка 10^{53} эрг/сек и достаточно, чтобы доля ε от импульса L/c , уносимого излучением,

$$\varepsilon = cF/L \quad (5.2)$$

была порядка 10^{-9} . Для получения толчка за 1 сек необходимы $F = 6 \times 10^{40}$ дн и ε порядка 10^{-2} , т. е. в обоих случаях ε значительно меньше единицы, и ускорение, в принципе, возможно.

Однако, для дополнительного ускорения во время эволюции пульсара a и L уже будут другими. Оценим необходимые значения величин. Ускорение равно

$$a = \frac{(V-V_0)}{t} \quad (5.3)$$

Z -расстояние от плоскости Галактики, на которое уйдёт за время t пульсар:

$$Z = V_0 t + \frac{at^2}{2} = \frac{(V-V_0)t}{2} \quad (5.4)$$

Объединив эти выражения, получим:

$$a = \frac{(V-V_0)^2}{2Z} \quad (5.5)$$

$$F = Ma = \frac{M(V-V_0)^2}{2Z} \quad (5.6)$$

Считаем, что сила связана с долей ε от импульса, уносимого излучением, $F = \varepsilon L/c$. Тогда

$$\varepsilon = \frac{cM(V-V_0)^2}{2ZL} \quad (5.7)$$

При начальной скорости в 100 км/сек и конечной в 500 км/сек, считая, что пульсар уйдёт от плоскости Галактики на расстояние $Z = 1$ кпс и принимая $L = 10^{33}$ эрг /сек и $M = 2 \times 10^{33}$ г, получим $\varepsilon = 2,4 \times 10^4 \gg 1$. Следовательно, даже полная перекачка электромагнитного импульса недостаточна, чтобы обеспечить ускорение пульсара во время основной части его жизни. К тому же

наблюдения свидетельствуют об уменьшении скорости с увеличением кинематического возраста (**Рис. 44**). Уравнение прямой, проведённой по методу наименьших квадратов, можно записать в виде (см. [А4], совместный результат диссертанта и соавторов)

$$\lg V_t = (-0,44 \pm 0,10) \lg t_{\text{kin}} + (4,87 \pm 0,61)$$

при коэффициенте корреляции, равном -0,54. Такое замедление может быть вызвано торможением при движении пульсара в межзвёздной среде и его гравитационным взаимодействием с окружающими объектами или гравитационным полем Галактики.

Разумно предположить, что чем старше пульсар, тем меньше энергетическая подкачка из внутренних слоёв в магнитосферу, и, следовательно, падает его светимость во всех диапазонах. Поэтому можно считать светимость мерилем возраста. На **Рис.45** представлена зависимость поперечной скорости пульсаров от их светимости в различных диапазонах. Соответствующие уравнения прямых (см. [А4], совместный результат диссертанта и соавторов):

$\lg V_t = (0,19 \pm 0,18) \lg L_\gamma - (4,34 \pm 6,34)$, для 31 объекта из работы [54], при коэффициенте корреляции 0,36, и вероятности случайного распределения 0,05,

$\lg V_t = (0,24 \pm 0,09) \lg L_x + (1,29 \pm 2,64)$, для 32 объектов из работы [53], при коэффициенте корреляции 0,1, и вероятности случайного распределения 0,57

$\lg V_t = (0,30 \pm 0,04) \lg L_r + 1,60 \pm 0,08$, для 160 объектов, при коэффициенте корреляции 0,54, и вероятности случайного распределения 10^{-4} .

Положительная корреляция свидетельствует, что с уменьшением светимости (возраста объекта) его скорость уменьшается. Это может быть ещё одним аргументом в пользу торможения пульсара в течение его жизни.

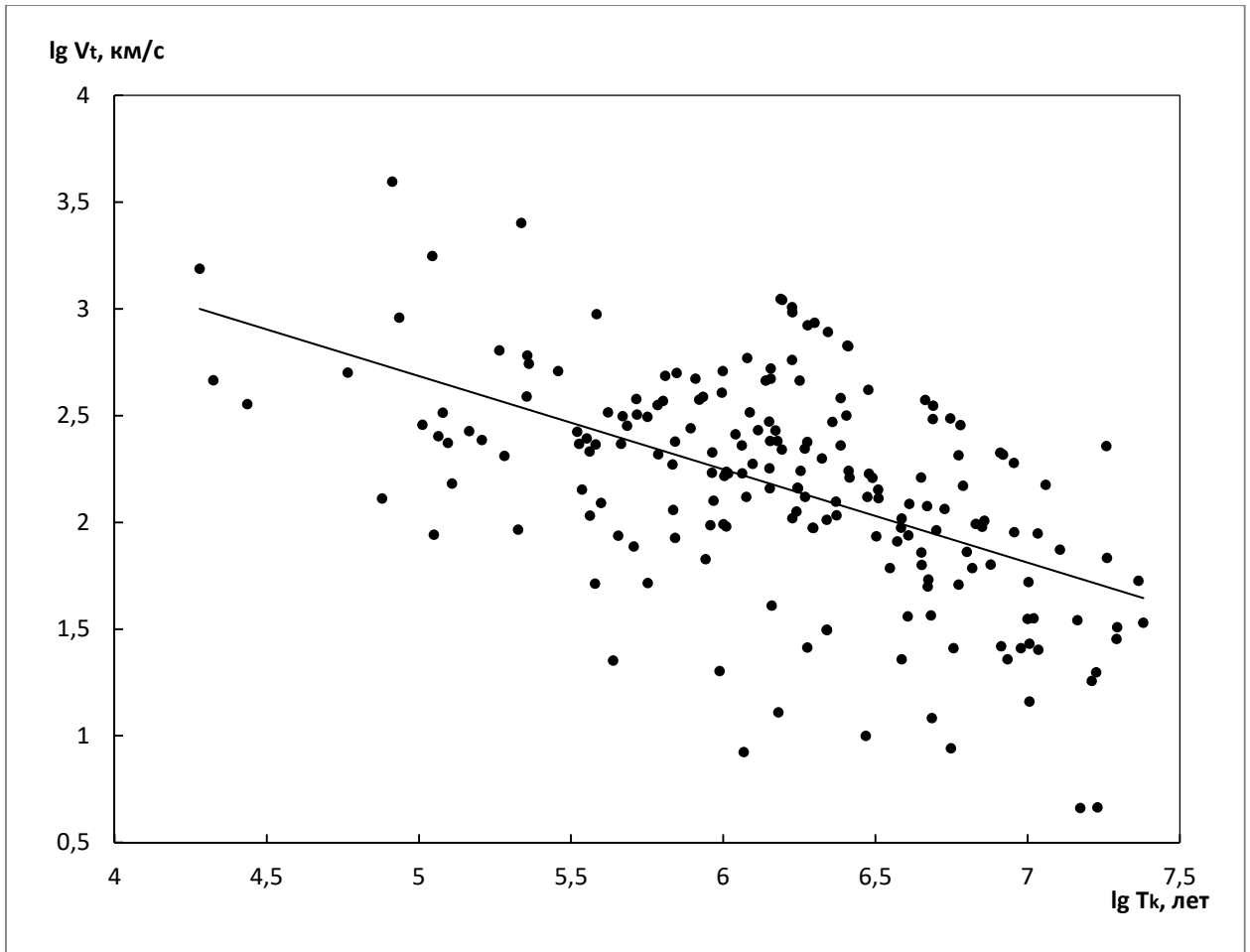


Рис. 44 Зависимость поперечной скорости пульсара от его кинематического возраста. Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].

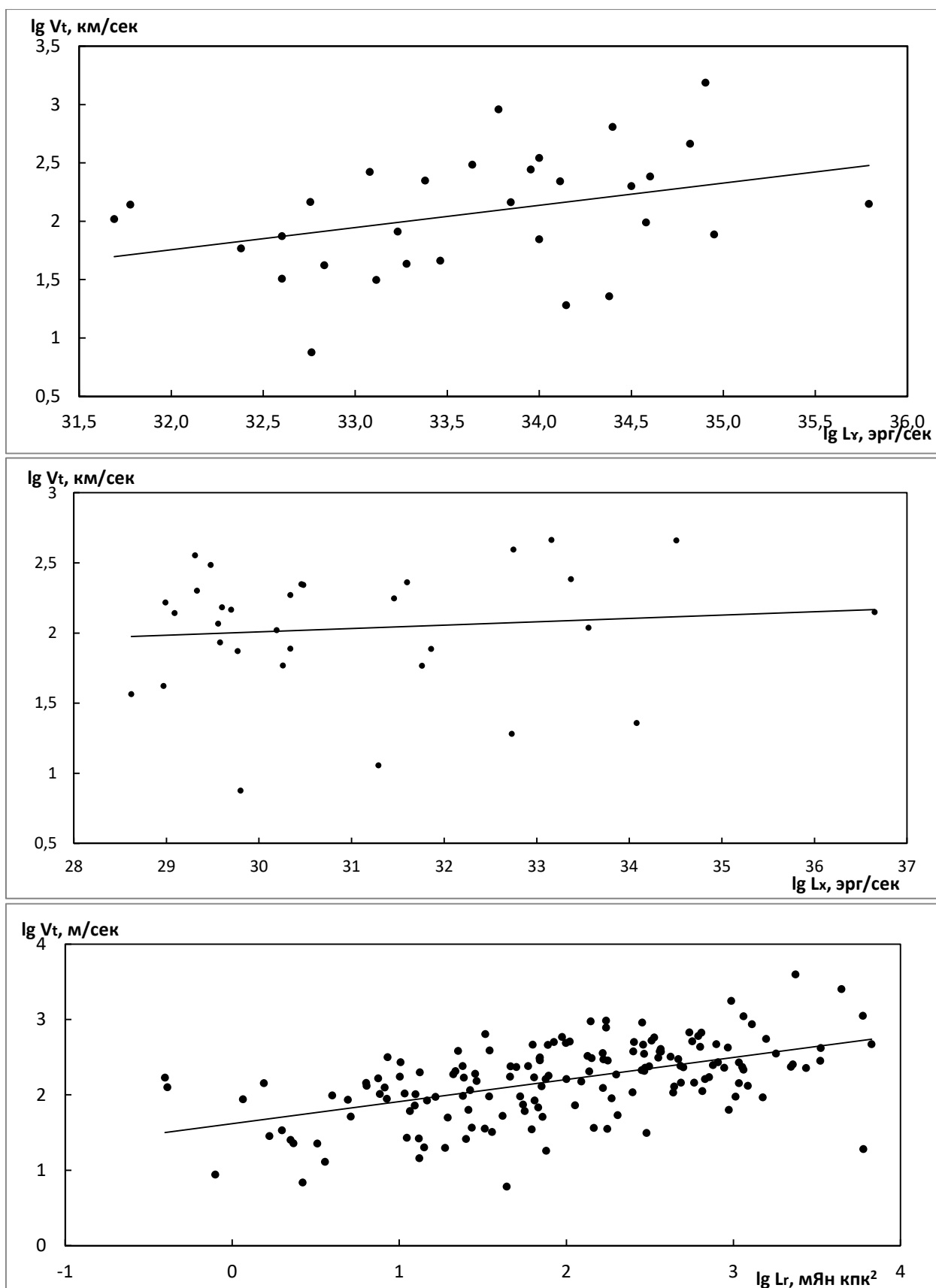


Рис. 45 Зависимость скорости пульсара от его светимости в различных диапазонах. Построено по данным из каталога [6] и работ [53], [54]. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4], зависимости для рентгеновского и гамма диапазонов добавлены диссертантом для иллюстративности.

5.3 НАЧАЛЬНЫЕ ПЕРИОДЫ ПУЛЬСАРОВ И ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ.

Начиная, по-видимому, с работы [96], крепло убеждение в том, что распределение начальных периодов пульсаров близко к равномерному, т. е., нет выделенности очень коротких (миллисекундных) периодов в момент рождения нейтронной звезды (см. также [97]).

Основной проблемой при вычислении начальных периодов пульсаров является отсутствие знаний об их возрастах. Но по крайней мере для двух объектов возраст хорошо известен.

У пульсара PSR B0531+21 известна точная дата рождения (1054 г. н.э.). Считая, что скорость замедления его вращения оставалась постоянной в течение прошедших с момента образования лет, как известно, можно оценить начальный период этого объекта:

$$P_0 = P - \Delta t \frac{dP}{dt} \quad (5.8)$$

Следующие члены из-за малого значения второй производной ($\sim 10^{-30}$) оказываются значительно меньше.

Используя каталожные значения $P = 33$ мсек и $dP/dt = 4,2 \cdot 10^{-13}$ [6], получим $P_0 = 20$ мсек.

Ещё для одного молодого пульсара PSR J0206+6449 из 3C58 с возрастом 820 лет и современным периодом 66 мсек аналогичные оценки приводят к начальному периоду около 61 мсек [98].

Что касается остальной популяции, то оценить начальные периоды можно из следующих соображений. По наблюдаемым скоростям V_t и Z-расстояниям от плоскости Галактики определяется кинематический возраст $t_{kin} = Z/V_t$. Предполагая, что этот возраст равен истинному возрасту пульсара, по формуле (5.8) получим начальный период. Распределение вычисленных таким образом значений P_0 для 192 пульсаров представлено на **Рис.46**. Действительно, нет выделенности малых (порядка 1 мс) периодов, а наблюдается бимодальное распределение, которое может быть аппроксимировано двумя гауссианами с максимумами на 5 мс и 500 мс. Одна из них описывает периоды раскрученных пульсаров в момент их выхода из двойных систем, вторая характеризует начальные периоды одиночных нейтронных звезд в момент их образования. Для левой и правой группы $\sigma = 17$ мс и 0,86 с, соответственно.

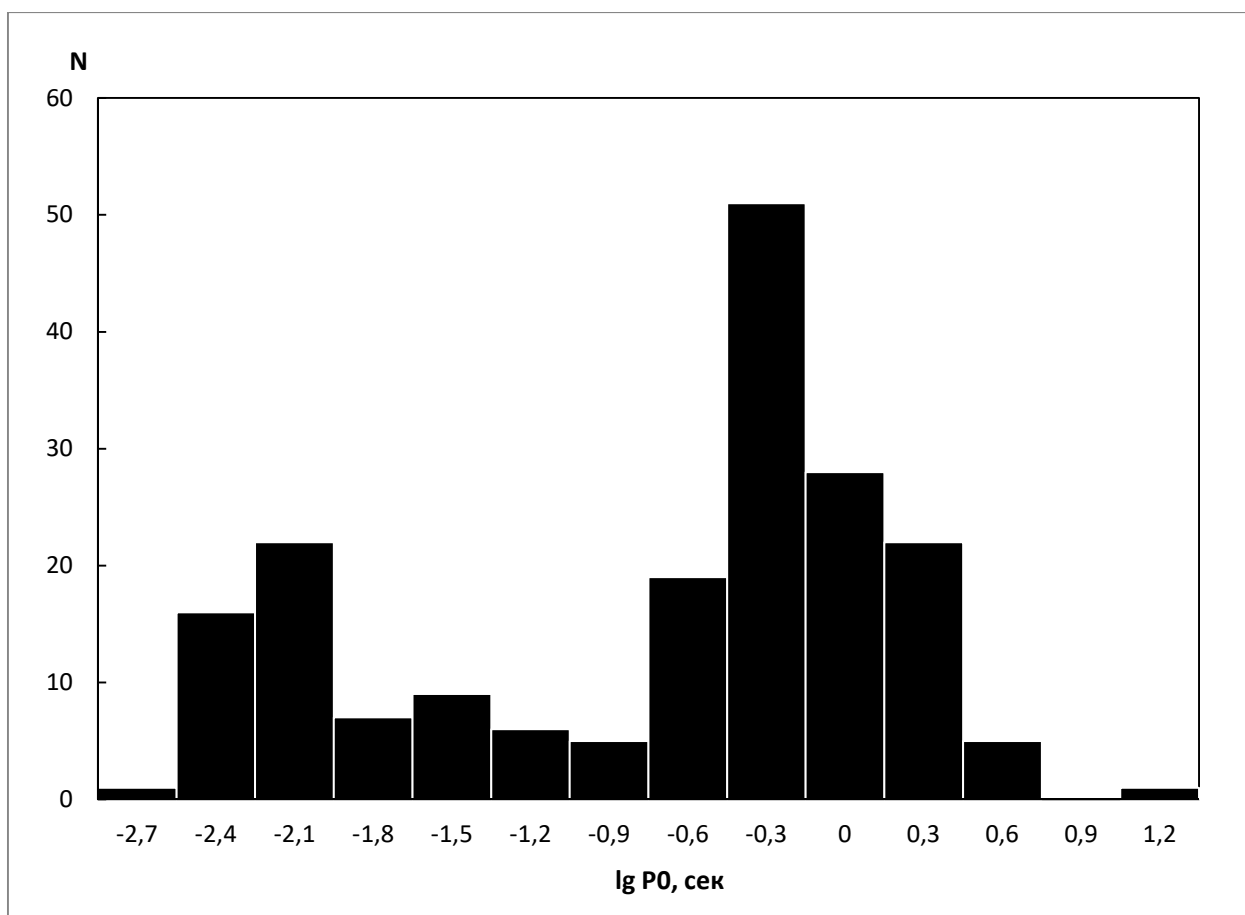


Рис. 46 Распределение начальных периодов пульсаров. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [A4].

5.4 ХАРАКТЕРНОЕ ВРЕМЯ УМЕНЬШЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И УГЛА МЕЖДУ ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ И МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ. (НАПИСАНО ПО ДАННЫМ РАБОТЫ [A4], СОВМЕСТНЫЙ РЕЗУЛЬТАТ ДИССЕРТАНТА И СОАВТОРОВ)

Вычисленные значения кинематического возраста t_{kin} позволяют оценить характерное время уменьшения индукции магнитного поля B_s и угла β между осью вращения нейтронной звезды и её магнитным моментом.

Предполагая, что замедление вращения пульсара связано с магнитодипольным излучением [23]

$$-I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = \frac{2B_s^2 R_*^6 \Omega^4 \sin^2 \beta}{3c^3}, \quad (5.9)$$

где I — момент инерции нейтронной звезды, R_* — её радиус, Ω — угловая скорость вращения, c — скорость света, приходим к уравнению

$$P \frac{dP}{dt} = AB_s^2 \sin^2 \beta, \quad (5.10)$$

здесь

$$A = \frac{8\pi^2 R_*^6}{3c^3 I}. \quad (5.11)$$

Если предположить, что B_s и $\sin\beta$ убывают экспоненциально,

$$B_s = B_0 \exp(-t/\tau_D), \quad (5.12)$$

$$\sin\beta = \sin\beta_0 \exp(-t/\tau_\beta), \quad (5.13)$$

то решение уравнения имеет вид:

$$\frac{P^2}{2} - \frac{P_0^2}{2} = \frac{AB_s^2 \sin^2\beta_0}{2(1/\tau_D - 1/\tau_\beta)} \times \{1 - \exp[-2t(1/\tau_D + 1/\tau_\beta)]\}. \quad (5.14)$$

В каталоге [6] приводится характеристический возраст пульсара, определяемый из того же предположения о магнитодипольном торможении при $P \gg P_0$:

$$\tau_c = \frac{P}{2dP/dt}. \quad (5.15)$$

Принимая это условие и деля (5.14) на (5.10), получим

$$\tau_c = \frac{\exp[2t(1/\tau_D + 1/\tau_\beta)] - 1}{2t(1/\tau_D + 1/\tau_\beta)} \quad (5.16)$$

Или в логарифмическом представлении

$$t = 0,5\tau \ln(1 + 2\tau_D/\tau), \quad (5.17)$$

где

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_D} + \frac{1}{\tau_\beta}. \quad (5.18)$$

Полагая реальный возраст равным кинематическому, мы можем по наблюдаемым значениям V_t и Z и каталожным данным для τ_c определить величину τ , т.е. характерное время уменьшения магнитного поля и угла β . Вычисления

показывают, что наилучшее согласие с каталожными данными соответствует значению $\tau_6 = 1,4$, при значении $\chi^2=26$ для 254 степеней свободы (Рис.47). Здесь $\tau_6 = \tau/10^6$. В настоящий момент характерное время затухания магнитного поля полагается равным от нескольких миллионов до 10 млн. лет (см. напр., [99]). Об этом свидетельствует и существование большого числа пульсаров с возрастом, значительно большим 1 млн. лет. Следовательно, полученное значение τ , в основном, определяется уменьшением угла β между осью вращения и магнитным моментом.

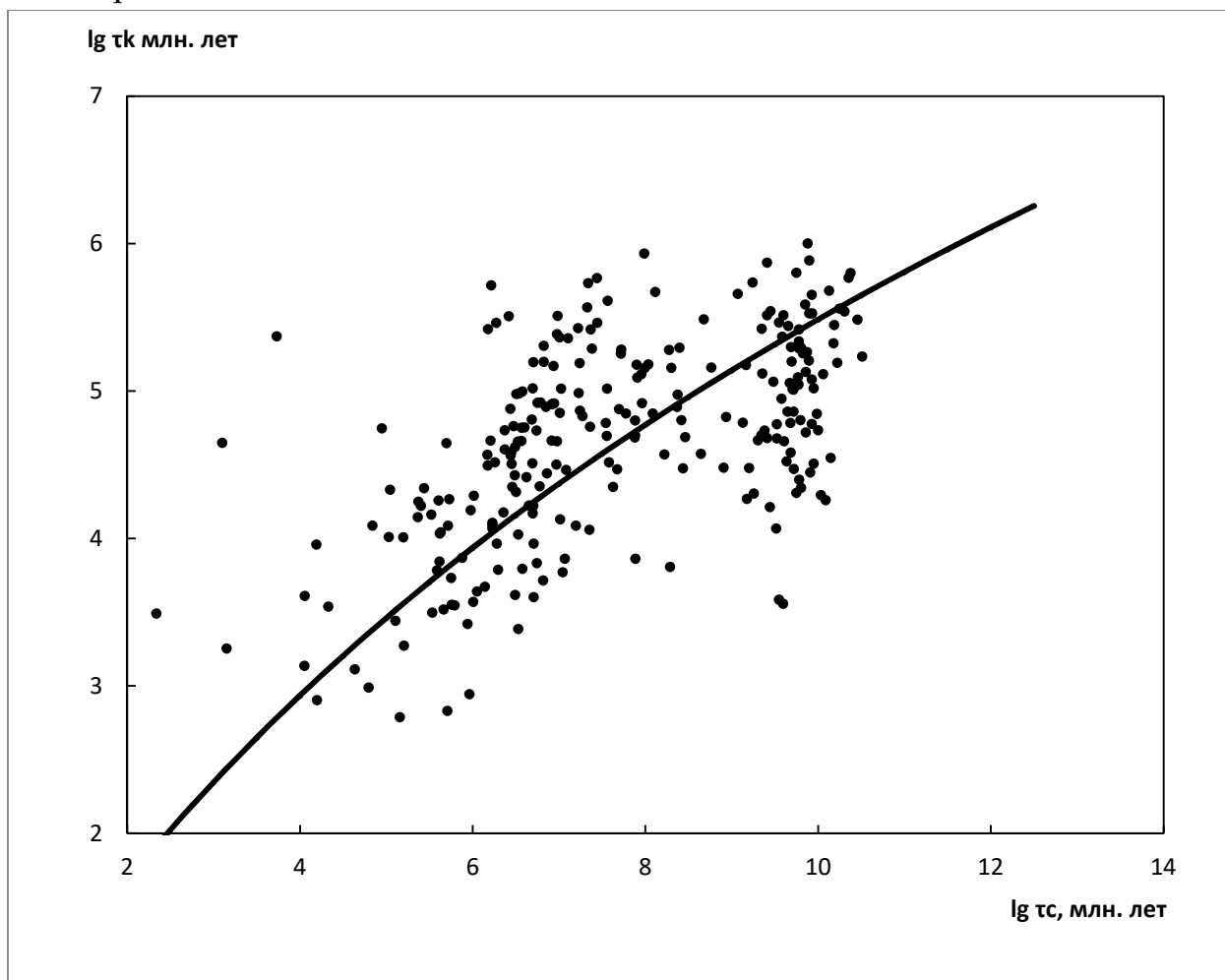


Рис. 47 Диаграмма “Кинематический возраст — характеристический возраст”. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].

Аналогичные вычисления были проведены в работе [100] по значительно меньшей выборке и в предположении о том, что $\sin \beta$ постоянен и равен единице. Авторы получили значение $\tau_D = 2$ миллиона лет.

Мы проводили вычисления при экспоненциальном падении угла со временем. При степенном уменьшении угла [101], характерное время уменьшения угла будет значительно больше.

Проведенный анализ показывает, что если угол β экспоненциально увеличивается с возрастом пульсара, то вместо (5.18) мы получим

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_D} - \frac{1}{\tau_\beta} \quad (5.19)$$

и полученному значению $\tau = 1,4$ удовлетворяет только значение $\tau_D \approx 1$, что, как уже отмечалось, скорее всего не согласуется с наблюдениями.

5.5 СКОРОСТИ ПУЛЬСАРОВ И ПОЛОЖЕНИЕ НАБЛЮДАТЕЛЯ.

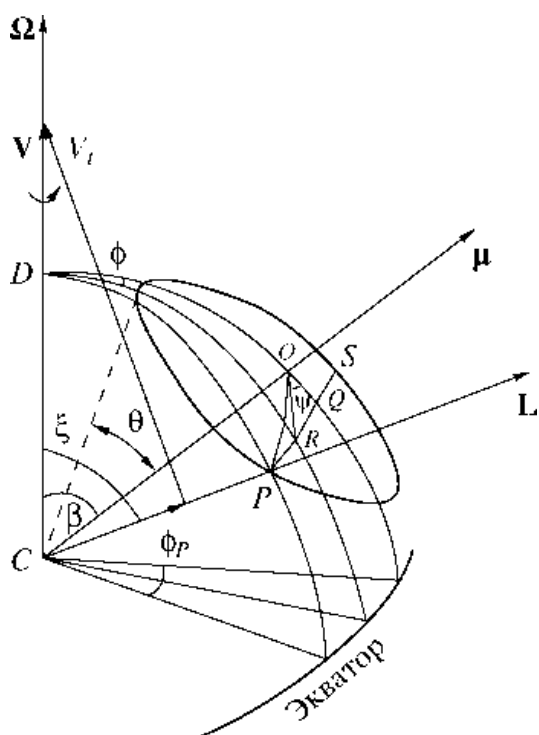


Рис. 48 Схема стандартной магнитосферы пульсара, заимствованная из книги [52].

Теории ускорения пульсара за счет асимметричного излучения предсказывают, что скорости пульсаров должны быть ориентированы вдоль их осей вращения [90], [102]. В этом случае наблюдаемые на небесной сфере скорости пульсаров представляют собой проекции реальных скоростей на направление, перпендикулярное лучу зрения наблюдателя (Рис. 48):

$$V_t = V \sin \zeta. \quad (5.20)$$

Укажем на одну из возможностей оценки угла. На Рис. 48 представлена общепринятая модель магнитосферы пульсара [52]. Показаны основные угловые параметры, определяющие её структуру и наблюдаемые особенности: β — угол между вектором магнитного момента и осью вращения, ζ — угол

между лучом зрения и осью вращения, Φ — текущая долгота, Φ_p — полуширина формирующегося импульса, Ψ — позиционный угол, отсчитываемый от центрального меридиана, Θ — угловой радиус конуса излучения.

Использование сферической тригонометрии позволяет записать уравнение, связывающее углы Θ , β и ζ [52]:

$$\cos \Theta = \cos \beta \cdot \cos \zeta + \sin \beta \cdot \sin \zeta \cdot \cos \Phi_p. \quad (5.21)$$

Второе уравнение для этих трёх углов может быть получено, если предположить, что изменение позиционного угла поляризации связано с изменением проекции магнитного поля при вращении нейтронной звезды [52]:

$$\operatorname{tg} \Psi = \frac{\sin \beta \cdot \sin \Phi}{\sin \zeta \cdot \cos \beta - \sin \beta \cdot \cos \zeta \cdot \cos \Phi}. \quad (5.22)$$

В качестве третьего уравнения можно использовать статистическую зависимость между шириной наблюдаемого импульса по уровню в 10% (W_{10}) и периодом пульсара P [45]:

$$\Theta = \frac{\langle W_{10} \rangle}{2} = A_1 P^{-b}. \quad (5.23)$$

Постоянные A_1 и b в этом выражении будут различными на различных частотах. Величину Φ_p в формуле (5.21) можно положить равной $W_{10}/2$. Кроме того, учитывая, что поляризационные измерения, как правило, ограничены по долготе и доступны только в пределах главного импульса, вместо уравнения (5.22) используют максимальную производную позиционного угла [45]

$$C = \left(\frac{d\Psi}{dt} \right)_{\max} = \frac{\sin \beta}{\sin(\zeta - \beta)}. \quad (5.24)$$

Приведенные выражения позволяют записать уравнение для $y = \cos \zeta$ [45]:

$$C^2(1 - D)^2 y^4 + 2C(1 - D)y^3 + [1 + 2C^2 D(1 - D)]y^2 + 2C(D - B^2)y + C^2 D^2 - B^2(1 + C^2) = 0. \quad (5.25)$$

Здесь

$$B = \cos(A_1 P^{-b}), D = \cos(W_{10}/2). \quad (5.26)$$

Вычислив из (5.25) значение y , можно получить значение угла β из преобразованного выражения (5.24) [45]:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{C(1-y^2)^{1/2}}{1+Cy}. \quad (5.27)$$

Таким образом, для вычисления описанных углов необходимо знать ширину импульса конкретного пульсара, статистическую зависимость этой ширины от периода и иметь поляризационные измерения, позволяющие оценить значение производной позиционного угла C . К сожалению, последнее удастся сделать далеко не для всех пульсаров, поскольку для многих из них поляризационные измерения не проведены, а в некоторых случаях поведение позиционного угла в главном импульсе немонотонно и невозможно вычислить значение C . В **Таблице 6** приведены данные для тех объектов, у которых есть оценки всех необходимых параметров, включая и измерения скорости собственного движения. Значения P , W_{10} , C и D можно найти в работах [103]-[104].

Таблица 6. Значения углов β (между вектором магнитного момента и осью вращения), ζ (между лучом зрения и осью вращения) и пространственной скорости для 22 пульсаров. Результат из работы [А4], полученный диссертантом и соавторами.

№	Пульсар (J)	10 см		20 см		30 см		V_t (км/с)
		β°	ζ°	β°	ζ°	β°	ζ°	
1	0109-1431	10.1	16.4	10.7	16.7			169
2	0152-1637					11.5	19	102
3	0614+2229	42.4	49.3					112
4	0630-2834	16.7	20.6	19.5	24.0	15.0	19.3	77
5	J0659+1414	15.6	22.3	19.5	28.1			59
6	0738-4042					19.5	25.6	145
7	0742-2822	36.1	45.0	41.5	52.8	47.9	57.4	278
8	0837-4135					58.1	65.1	129
9	0922+0638					37.6	45.4	461
10	1057-5226	14.1	22.4	22.1	31.9	17.6	22.5	305
11	1136+1551					54.2	59.4	623
12	1456-6843	22.3	28.5			23.7	30.5	84
13	1645-0317					1.4	10.8	417
14	1709-1640					67.0	72.4	18
15	1741-3927					65.0	70.8	470
16	1803-2137	10	14.7	10.6	15.6			392
17	1825-0935					10.6	18.1	22
18	1826-1334	11.9	14.2	12.9	15.1			392
19	1835-1106	50.3	58.6	71.0	80.1			908
20	1841-0425			40.6	51.9			286
21	1946+1805					5.2	13.8	13
22	2048-1616					43.8	45.3	510

В них также приведены статистические зависимости для указанных в таблице длин волн [104]:

$$\theta = \frac{\langle W_{10} \rangle}{2} = 6,6^0 \cdot P^{-0,25} \text{ для } 10 \text{ см}$$

$$\theta = \frac{\langle W_{10} \rangle}{2} = 8,3^0 \cdot P^{-0,24} \text{ для } 20 \text{ см}$$

$$\theta = \frac{\langle W_{10} \rangle}{2} = 7,3^0 \cdot P^{-0,27} \text{ для } 30 \text{ см.}$$

По этим зависимостям определяется параметр β . Вычисленные значения углов ζ и β приведены в соответствующих столбцах таблицы.

Данные таблицы позволяют проверить ожидаемую зависимость между V_t и $\sin \zeta$. При построении этой зависимости вычислялись средние значения ζ для объектов, у которых получены оценки на разных частотах. Результат показан на **Рис.49**.

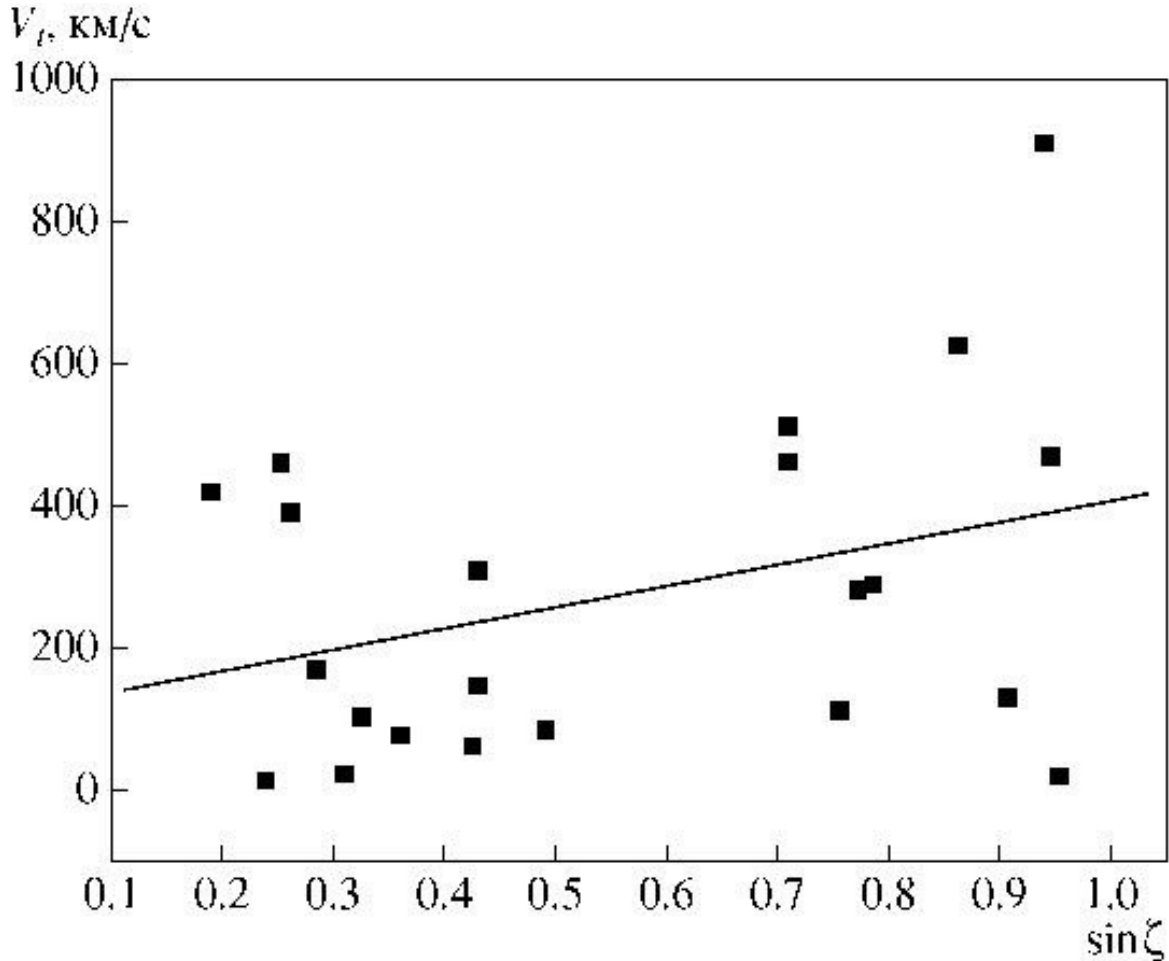


Рис. 49 Зависимость наблюдаемой поперечной скорости от угла ζ . Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].

Как следует из рисунка, действительно наблюдается тенденция к увеличению скорости пульсара с удалением луча зрения от оси вращения нейтронной звезды(см. [А4], совместный результат диссертанта и соавторов):

V_t (км/с) = $(301,84 \pm 179,94) \sin \zeta + (104.92 \pm 111.70)$, при коэффициенте корреляции 0,35 и вероятности случайного распределения порядка 10%. Аналогичная зависимость была получена ранее в работе [100] по другой выборке пульсаров.

При асимметричном излучении возможно, что скорость пульсара будет направлена вдоль оси магнитного диполя. В этом случае должна быть

корреляция между V_t и $\sin(\zeta - \beta)$. Однако данные таблицы не подтверждают такой корреляции (**Рис.50**).

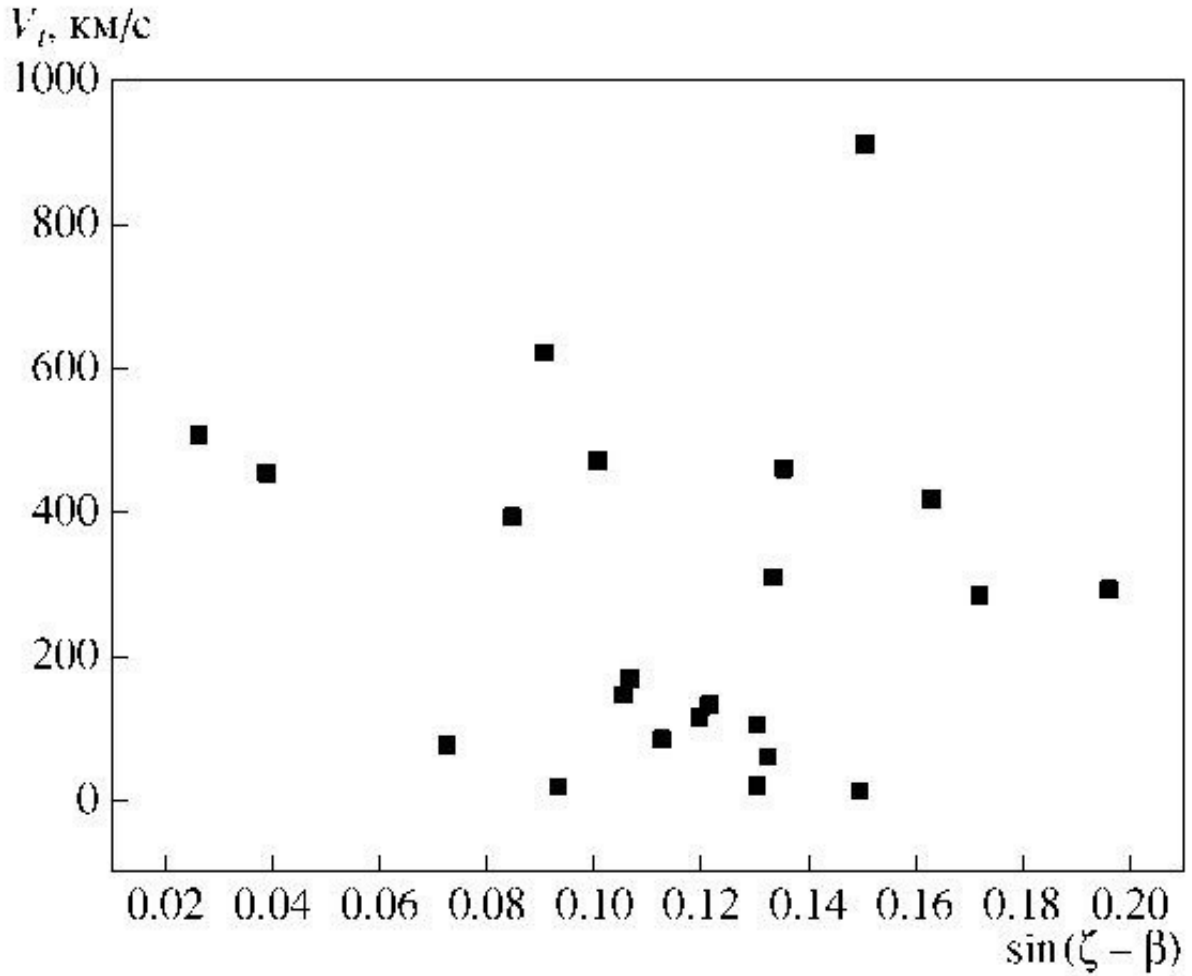


Рис. 50 Зависимость поперечной скорости от угла ($\zeta - \beta$). Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].

Данные таблицы и **Рис. 50** показывают, что значения ζ и β отличаются незначительно ($\zeta - \beta < \theta$) и можно ожидать корреляцию между V_t и β .

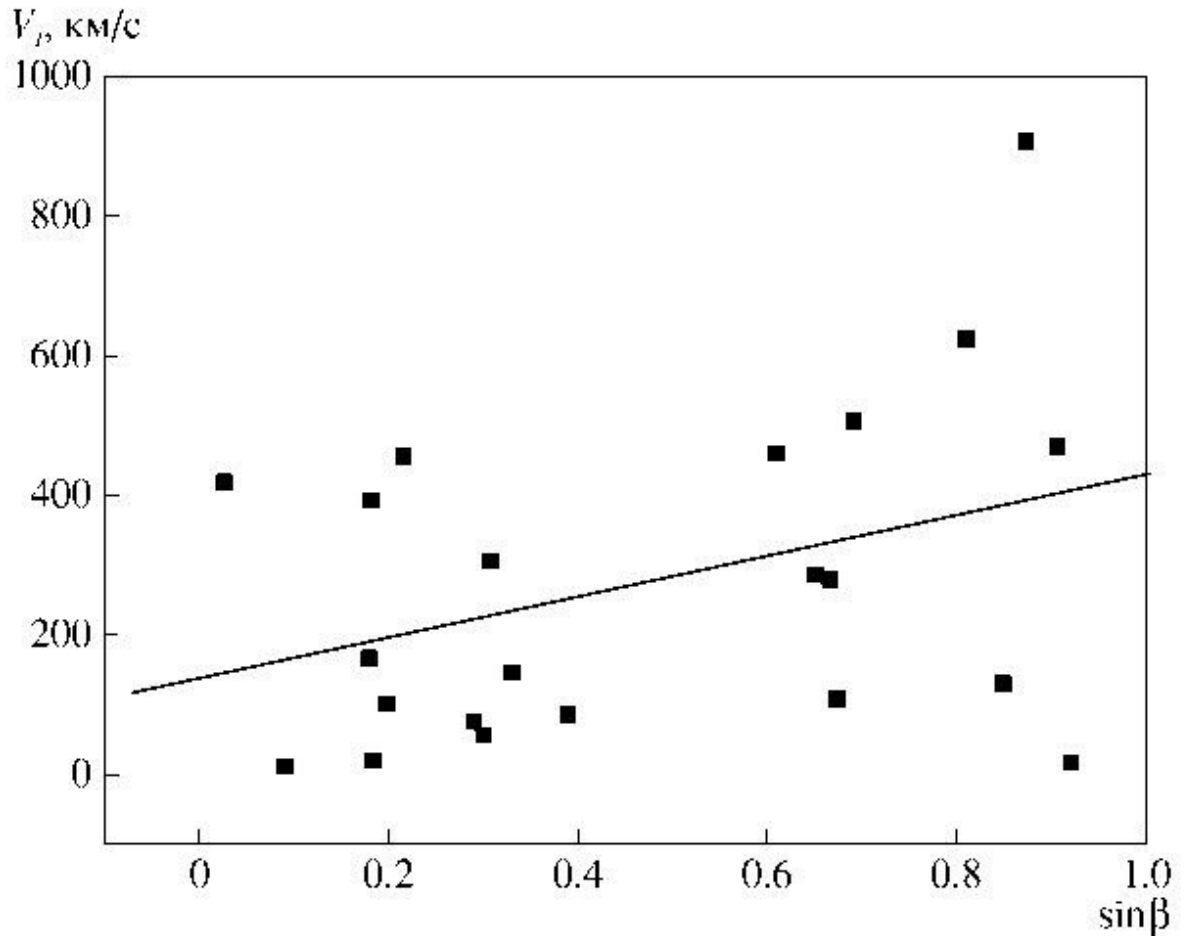


Рис. 51 Зависимость поперечной скорости пульсара от угла β . Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].

Рис. 51 подтверждает это ожидание. Прямая, проведенная по методу наименьших квадратов, описывается уравнением (см. [А4], совместный результат диссертанта и соавторов):

$$V_t \text{ (км/с)} = (293,34 \pm 163,75) \sin \beta + (136,31 \pm 90,45)$$

при коэффициенте корреляции, равном 0,37, и вероятности случайного распределения меньше 9%.

5.6 ВЫВОДЫ.

1. Известные модели, предложенные для объяснения высоких пространственных скоростей пульсаров и связанные с асимметрией коэффициентов переноса разных сортов нейтрино или электромагнитного излучения, могут быть эффективными только при больших магнитных полях (до 10^{16} Гс) или при периодах вращения образующихся нейтронных звёзд порядка 1 мс. Однако наблюдаемые скорости не коррелируют ни с периодами пульсаров, ни с магнитными полями на поверхности.
2. Полагая возраст пульсаров равным их кинематическому возрасту, можно в рамках модели магнитодипольного торможения оценить начальные периоды вращения. Распределение этих периодов оказалось бимодальным с максимумами на 5 мс и 0,5 с и напоминает распределение периодов в настоящее время.
3. Показано, что асимметрии электромагнитного излучения недостаточно, чтобы вызвать дополнительное ускорение пульсаров в течение их эволюции после взрыва сверхновой. Наблюдения, напротив, свидетельствуют о торможении движения, вызванном, по-видимому, влиянием межзвёздной среды и взаимодействием с окружающими объектами, а также гравитационным притяжением Галактики.
4. Использование соотношения между кинематическим и характеристическим возрастaми позволяет оценить времена экспоненциального уменьшения индукции магнитного поля τ_D и угла между осью вращения и магнитным моментом τ_β . Оказалось, что $\tau_\beta = 1,4$ млн. лет.
5. При механизмах ускорения, связанных с асимметрией излучения, скорости пульсаров должны быть направлены вдоль их осей вращения. В этом случае ожидается зависимость наблюдаемой поперечной скорости V_t от угла между лучом зрения и осью вращения. Такая тенденция действительно наблюдается, что может свидетельствовать о перспективности механизмов ускорения, обусловленных указанной асимметрией. Однако необходима разработка новых моделей, описывающих достаточное ускорение нейтронных звёзд в начальные моменты их существования.

Заключение.

Настоящая работа посвящена изучению неоднородности популяции пульсаров и особенностей выявленных групп, а также феномена высоких пространственных скоростей. Краткий список результатов, достигнутых в работе:

1. По новым данным, как и в работе [43], показано, что в распределениях параметров пульсаров, построенных с использованием метода главных компонент, наблюдаются два основных кластера. Один из них образован пульсарами с короткими периодами ($P < 0,1$ сек), второй — пульсарами с $P > 0,1$ сек.
2. Подтверждены различия в параметрах и зависимостях между параметрами у пульсаров с $P < 0,1$ сек и с $P > 0,1$ сек, что привело к выводу о различных механизмах излучения и областях его генерации:
 - Коэффициент трансформации энергии вращения в излучение не зависит от периода в пульсарах с $P < 0,1$ сек и увеличивается с ростом периода у долгопериодических пульсаров (коэффициенты корреляций для зависимостей в радиодиапазоне 0,02 и 0,52 соответственно), а среднее значение коэффициента трансформации у пульсаров с длинными периодами на порядок выше чем у короткопериодических пульсаров (для радиодиапазона $\lg \eta_r = -3,7$ и $\lg \eta_r = -4,6$ соответственно).
 - У короткопериодических пульсаров, где формирование излучения происходит вблизи светового цилиндра, оказываются существенными релятивистские эффекты и ширина импульса быстрее увеличивается с увеличением периода, чем у пульсаров с $P > 0,1$ сек.
 - Наблюдения радиопульсаров показали, что периоды выключения их излучения (нуллинги) зарегистрированы только у объектов с длинными периодами ($P > 0,2$ сек), что также свидетельствует о различиях в формировании излучения у долгопериодических и короткопериодических пульсаров.
 - Степени линейной и круговой поляризации у пульсаров с $P < 0,1$ сек оказываются выше, чем у объектов с $P > 0,1$ сек (48% и 33%-линейная, 20% и 14%- круговая на длине волны $\lambda = 20$ см, соответственно). Наблюдается увеличение степени поляризации у второй группы при уменьшении периода. Оба эти результата

свидетельствуют о включении дополнительного механизма поляризованного излучения во внешних слоях магнитосферы.

- Относительные уклонения у долгопериодических пульсаров оказываются, в несколько раз ниже (средние значения в логарифмическом масштабе равны, соответственно, -2,32 и -1,82). Этот факт подтверждает различие механизмов, а также их эффективности и скорости протекания в различающихся по масштабам магнитосферах двух классов пульсаров.

3. Выявлены специфические особенности пульсаров в двойных системах, связанные с аккрецией вещества из компаньона:

- Пульсары в двойных системах и шаровых скоплениях имеют преимущественно короткие периоды (порядка нескольких миллисекунд). Это соответствует общепринятым представлениям о раскручивании нейтронной звезды за счёт углового момента, который связан со звёздным ветром от компаньона.
- Магнитные поля для большей части рассматриваемых пульсаров оказываются низкими (порядка $10^8 - 10^9$ Гс), что соответствует предсказаниям моделей эволюции двойных систем.
- Значение поля на световом цилиндре в этих объектах ($10^3 - 10^6$ Гс) на два-три порядка выше, чем у основной популяции одиночных нейтронных звёзд. Поскольку эта особенность характерна для открытых на LAT Fermi гамма-пульсаров, есть основания ожидать новых обнаружений жёсткого излучения от некоторых из рассмотренных систем.
- Зависимость ширины импульса от периода близка к соответствующей зависимости для одиночных пульсаров, но различна для пульсаров, входящих в состав шаровых скоплений и двойных систем. В первом случае она согласуется с предсказанием стандартной модели полярной шапки, во втором – ближе к модели релятивистского формирования диаграммы вблизи светового цилиндра, при этом импульсы пульсаров, входящих в двойные системы оказываются уже, чем у одиночных объектов (10 и 46 мсек, соответственно)
- Значительно меньшие средние значения радиосветимостей пульсаров в двойных системах по сравнению с одиночными пульсарами ($140 \text{ мЯн} \cdot \text{кпс}^2$ и $538 \text{ мЯн} \cdot \text{кпс}^2$, соответственно), а также отсутствие корреляции этих значений со скоростью потери энергии вращения (коэффициент корреляции 0,09), характерной

для одиночных пульсаров, являются следствием влияния аккрецирующего вещества от компаньона, которое, по-видимому, уменьшает мощность выходящего излучения.

4. Обнаружено различие средних значений пространственной скорости короткопериодических и долгопериодических пульсаров (106 и 334 км/сек, соответственно).
5. Показана необходимость разработки новых моделей, способных объяснить высокие пространственные скорости и различие их средних значений у пульсаров с $P < 0,1$ сек и с $P > 0,1$ сек., поскольку предложенные на сегодняшний день модели, связанные с асимметрией коэффициентов переноса различных сортов нейтрино или электромагнитного излучения, не подтверждаются наличием корреляций скоростей с периодами и магнитными полями на поверхности (коэффициенты корреляций 0,03 и 0,11, соответственно). При механизмах ускорения, связанных с асимметрией излучения, скорости пульсаров должны быть направлены вдоль их осей вращения. В этом случае ожидается зависимость наблюдаемой поперечной скорости V_t от угла между лучом зрения и осью вращения. Такая тенденция действительно наблюдается, что может свидетельствовать о перспективности механизмов ускорения, обусловленных указанной асимметрией. Однако необходима разработка новых моделей, описывающих достаточное ускорение нейтронных звезд в начальные моменты их существования.
6. Показано, что нет существенного различия в распределении параметров пульсаров в южном ($Z < 0$) и северном ($Z > 0$) полушариях Галактики.

Список литературы.

1. Melrose D. B. «Pulse Emission Mechanisms» // *Young Neutron Stars and Their Environments* / Ed/ by Camilo F., Gaensler B. M.. Vol.218 of IAU Symposium. 2004. P. 349.
2. Melrose D. B. «Plasma processes in pulsar magnetospheres» // *IAU Symposium* / Ed. By Bonanno A., E de Gouveia Dal Pino, Kosovichev A. G.. Vol.274 of IAU Symposium. 2011 -June. P. 208-213.
3. Малов И.Ф., Тимиркеева М.А. «Особенности радиопульсаров с излучением вне радиодиапазона» // 2014. *Астрон. ж.*. Т. 705. С.705-712.
4. Hewish A., Bell S.N., Pilkington J.D.H., Scott P.F., Collins R.A. «Observation of a rapidly pulsating radio source» // 1968. *Nature*. V 217. P.709-713.
5. Алексеев Ю.И., Виткевич В.В., Журавлев В.Ф., Соломин Н.С., Цыганков П.Д., Шитов Ю.П. «Наблюдения за радиоизлучением пульсара в метровом диапазоне волн на ДКР-1000» // 1968. *Астрон. цирк.* № 476. С. 3-5.
6. Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M. «The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue» // 2005. *Astron. J.* V. 129. P. 1993-2006.
7. Смит Ф.Г. «Пульсары». М.: Мир, 1979
8. Сулейманова С.А., Извекова В.А. «Обнаружение двух мод излучения PSR 0943+10 на метровых волнах» //1984. *Астрон. ж.* Т. 61. С. 53-59.
9. Davies J.D., Lyne A.G., Smith F.G., Izvekova V.A., Kuzmin A.D., Shitov Yu.P «The magnetic field structure of PSR 0809+74» // 1984. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* V. 211. P. 57-68.
10. Gil J.A., Jessner A., Kijak J., Kramer M., Malofeev V., Malov. I., Seiradakis J.H., Sieber W., Wielebinski R. Multifrequency study of PSR 1822-09 // 1994. *Astron. Astrophys.* V. 282. P. 44-53.
11. Hankins T.H., Kern J.S., Weatherall J.C., Eilek J.A. «Nanosecond radio bursts from strong plasma turbulence in the Crab pulsar» // 2003. *Nature*. V. 422. P. 141—143.
12. Radhakrishnan V., Cooke D.J., Komisaroff M.M., Morris D. «Evidence in support of a rotational model for the pulsar PSR 0833-45» // 1969. *Nature*. V. 221. P. 443-446
13. Алексеев Ю.И. «Поляризационные характеристики радиоизлучения пульсаров CP 0950 и CP 1133 на волне 3,5 м» //1973. *Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика.* Т. 16. С. 762-764.
14. Алексеев Ю.И. «Результаты измерения поляризации субимпульсов в радиоизлучении пульсара CP 1133 на волне 3,5 м» // 1971. *Астрон. Цирк.* № 655. С. 1-2.

15. Graham D.A. «Circular components of polarization in pulsar radiation»// 1971. Nature. V. 229. P. 326-327.
16. Landau L. «Zur Sterntheorie»// 1932. Physik Zeits. Soviet Union. V. 1. P. 285-289.
17. Baade W., Zwicky F. «On neutron stars» // 1934. Proc. Nat. Acad. Sci. V. 20. P. 254-271.
18. Oppenheimer J.R., Volkoff G.M. «On massive neutron cores» // 1939. Phys. Rev. V. 55. P. 374-381.
19. Pacini F. «Energy emission from a neutron star»// 1967. Nature V. 216. P. 567-568.
20. Голд Т. «Вращающиеся нейтронные звезды как источники пульсирующего радиоизлучения»// Пульсары / 1971. Под ред. В.В. Виткевича. М.: Мир, С. 163-167.
21. Goldreich P., Julian W.H. «Pulsar electrodynamics»// 1969. Astrophys. J.. V. 157. P. 869-882.
22. Hollow N.J. «P-N junctions in pulsar magnetosphere?» // 1973. Nature Phys. Sci. V. 246. P. 6-9.
23. Ostriker J.P., Gunn J.E. «On the nature of pulsars»// 1969. Astrophys. J.. V. 157 P. 1395-1417.
24. Sturrock P.A. «Pulsar Radiation Mechanisms»// 1970. Nature. V. 227. P. 465-470.
25. Sturrock P.A. «A model of pulsar»// 1971. Astrophys. J.. V. 164. P. 529-556.
26. Radhakrishnan V. «Fifteen months of pulsar astronomy» // 1969. Proc. Astron. Soc. Austral.. V. 1. P. 254-263.
27. Ruderman M.A., Sutherland P.G. «Theory of pulsars: polar gaps, sparks, and coherent microwave radiation»// 1975. Astrophys. J.. V. 196. P. 51-72.
28. Manchester R.N., Taylor J.H., Huguenin G.R. «Frequency dependence of pulsar polarization»// 1973. Astrophys. J.. V. 179 . P. LI.
29. Налимов В.В. «Теория эксперимента». М.: Наука. 1971.
30. Дубров А.М. «Обработка статистических данных методом главных компонент». М: Статистика. 1978.
31. Дюран Б., Оделл П. «Кластерный анализ». М: Статистика, 1977
32. Шварцман В.Ф. «Два поколения пульсаров.»// 1970. Изв. вузов. Радиофизика. Т. 13, С. 1852-1867.
33. Taylor J.H., Huguenin G.R. «Observations of rapid fluctuations of intensity and phase in pulsar emissions»// 1971. . Astron. J. V. 167. P. 273.
34. Backer D.C. «Pulsar average wave forms and hollow-cone beam models»// 1976. Ibid. V. 209. P. 895-907.

35. Rankin J.M. «Toward an empirical theory of pulsar emission. I. Morphological taxonomy.» // 1983. *Ibid.* V. 274. P. 333-335.
36. Rankin J.M. «Toward an empirical theory of pulsar emission. II. On the spectral behavior of component width.» // 1983. *Ibid.* V. 274. P. 359-368.
37. Rankin J.M. «Toward an empirical theory of pulsar emission. III. Mode changing, drifting subpulses, and pulse nulling.» // 1986. *Ibid.* V. 301. P. 901-922.
38. Владимирский Б.М. «О возможной классификации пульсаров и природе гамма-источников.» // 1983. *Изв. КрАО.* Т. 66. С. 192-205.
39. Клякотко М.А. «Применение методов математической теории эксперимента к исследованию пульсаров» // 1977. *Письма в Астрон. ж.* Т. 3. С. 129-132.
40. Эйгенсон А. М., Керницкий Б. С. «О классификации пульсаров методом главных компонент» // 1980. *Вестник Львовского гос. ун-та.* Т. 55. С. 29-33.
41. Fracassini M., Pasinetti L.E., Rafaelli G. «Discriminant analysis of pulsar groups in the diagram P vs P» // 1984. *Proc. Course and Workshop on Plasma Astrophysics.* Varenna. P. 315-317.
42. Manchester R.N., Taylor J.H. «Observed and derived parameters for 330 pulsars» // 1981. *Astron. J.* V. 86. P. 1953-1973.
43. Малов И.Ф., Малов О.И. «Кластерный анализ параметров пульсаров» // 1997. *Астрон. ж.* Т. 74. С. 63-74.
44. Малов И. Ф., Малов О. И. «Интегральные радиосветимости пульсаров» // 2006. *Астрон. ж.* Т. 83 С. 542-555.
45. Малов, И. Ф. «Радиопульсары». М. Наука, 2004.
46. Малов И.Ф. «Особенности излучения короткопериодических пульсаров» // 1997. *Астрон. ж.* Т. 74. С. 697-700.
47. Kazbegi A.Z., Machabeli G.Z., Melikidze G.I. «On a possible mechanism of pulsar radiation» // 1992. *Proc. IAU Colloq. No. 128.* Poland. P. 232-235.
48. Усов В.В. «Пучковая неустойчивость и генерация ленгмюровских колебаний в магнитосферах пульсаров» // 1986. *Астрон. цирк.* No. 1431. С. 1-3.
49. Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомина Я.Н. «Механизм радиоизлучения пульсаров» // 1986. *Письма в ЖЭТФ.* Т. 44. С. 18-20.
50. Komisaroff M.M. «Possible mechanism for the pulsar radio emission.» // 1970. *Nature.* V. 225. P. 612-614.
51. Manchester R.N., Taylor J.H. «Observed and derived parameters for 330 pulsars» // 1981. *Astron. J.* V. 86. P. 1953-1973.

52. Манчестер Р., Тейлор Дж. «Пульсары». М.: Мир. 1980.
53. Trumper, W. Becker and J. «The X-ray luminosity of rotation-powered neutron stars»// 1997. *Astron. Astrophys.*. V.326. P. 682-91.
54. Abdo A. A., et al. «The second Fermi Large Area Telescope catalog of gamma-ray pulsars»// 2013. *Astron. J.*. V. 208 P. 1-59.
55. Малов И.Ф. «О радиоизлучении аномальных пульсаров»// 2014. *Астрон.ж.*. Т. 91, С. 194-199.
56. Малов И. Ф., Мачабели Г. З. «О спектрах жесткого излучения радиопульсаров»// 2002. *Астрон. ж.*. Т. 79, С. 755-761.
57. Малов И.Ф. «О возможной проверке различных моделей пульсаров»// 1985. *Астрофизика.*. Т. 23. С. 419-425.
58. Малов И.Ф. «О механизме рентгеновского излучения радиопульсаров»// 2003. *Письма в Астрон. ж.* Т. 29. № 8.
59. Shearer A., Golden A., Beskin G. «Implications of the optical observations of isolated neutron stars»// 2000. *ASP Conf. Ser.*. V. 202. P. 307-310.
60. Гинзбург В.Л., Железняков В.В., Зайцев В.В. «Когерентные механизмы радиоизлучения и магнитные модели пульсаров» // 1969. *Успехи физ. наук.* Т. 98. С. 201-236.
61. Shklovsky I.S. «Pulsar NP 0532 and the injection of relativistic particles into the Crab nebula» // 1970. *Astrophys. J.*. V. 159. P. L77-L80.
62. Pacini F. «The secular decrease of optical and X-ray luminosity of pulsars» //1971. *Ibid.* V. 163. P. L17-L19.
63. Zheleznyakov V.V., Shaposhnikov V.E. «Mechanism of optical, X-ray and gamma-radiation from Crab pulsar»// 1972. *Astrophys. Sp. Sci.*. V. 18. P. 141-165.
64. Pacini F., Salvati M. «The optical luminosity of very fast pulsars» // 1983. *Astrophys. J.*. V. 274. P. 369-371.
65. Pacini F., Salvati M. «Optical and X-ray radiation of fast pulsars - Effects of duty cycle and spectral shape» // 1987. *Ibid.* V. 321. P. 447-449.
66. Malov I.F., Malofeev V.M. «Radio spectra of pulsars. II. The interpretation» // 1981. *Astrophys. Sp. Sci.*. V. 78. P. 73-83.
67. Малов И.Ф., Малов О.И. «Энергетические характеристики долгопериодических и короткопериодических пульсаров» // 1995. *Астрон. ж.*. Т. 72. С. 567-573.
68. Illarionov A.F., Sunyaev R.A. «Why the Number of Galactic X-ray Stars Is so Small?» // 1975. *Astron. Astrophys.* V. 39. P. 185-195.

69. Малов И.Ф., Сулейманова С.А. «Два типа пульсаров?»// 1982. *Астрофизика*. Т. 18. С. 107-118.
70. Zheleznyakov V. V. «On the formation of pulsar radiation diagrams» // 1971. *Astrophys. Space Sci.*. V. 13. P. 87-99.
71. Narayan R., Vivekanand M. «Geometry of pulsar beams: Relative orientations of rotation axis, magnetic axis, and line of sight»// 1982. *Astron. Astrophys.*. V. 113. P. L3-L6.
72. Biggs J.D. «Meridional compression of radio pulsar beams»// 1990. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*. V. 245. P. 514.
73. Малов И.Ф. «Модель пульсара PSR1822-09»// 1995. *Астрон. ж.*. Т. 72. С. 185-189.
74. N. Wang. R. N. Manchester, and S. Johnston «Pulsar nulling and mode changing»// 2007. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*. V.377 P. 1383-1392.
75. Малов И.Ф. «О магнитных полях и диаграмме dotP-P в радиопульсарах»// 2001. *Астрон. ж.*. Т. 78. С. 452-458.
76. Ritchings R.T. «Pulsar single pulse intensity measurements and pulse nulling» // 1976. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*. V. 176. P. 249-263
77. Burke-Spolaor S. «Rotating Radio Transients and their place among pulsars»// 2012 *Proceedings IAU Symposium*. V. 291. P. 95-100
78. Arons J. «Some problems of pulsar physics» // 1979. *Space Sci. Rev.*. V. 24. P. 437-510.
79. Asseo E., Melikidze G.I. «Non-stationary pair plasma in a pulsar magnetosphere and the two-stream instability» // 1998. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*. V. 301. P. 59-71.
80. Lyubarsky Yu.E. «Physics of Pulsars». 1995. Harwood Academic Publishers.
81. Beskin V.S., Gurevich A.V., Istomin Ya.N. «Theory of the radio emission of pulsars»// 1988. *Astrophys. Space Sci.*. V. 146. P. 205-281
82. Малов И.Ф., Малофеев В.М., Мачабели Г.З., Меликидзе Г.И. «О механизме излучения и переключения мод в пульсаре PSR 1822-09» // 1997. *Астрон. ж.*. Т. 74. С. 303-308.
83. Johnston S., Weltevrede P. «Profile and polarization characteristics of energetic pulsars»// 2008. *Monthly Not. Roy. Astron Soc.*. V. 391 P. 1210-1226.
84. Hobbs G., Lyne A. G., Kramer M., Martin C. E., Jordan C. «Long-term timing observations of 374 pulsars»// 2004. *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*. V.353 P. 1311-1344.
85. Helfand D.J., Taylor J.H., Backus P.R., Cordes J.M. «Pulsar timing. I. Observations from 1970 to 1978» // 1980. *Astrophys. J.*. V. 273. P. 206-215.

86. Малов И.Ф., Шабанова Т.В. «О различии среднеквадратичных уклонений моментов прихода импульсов в пульсарах с короткими и длинными периодами» // 1982. Астрон. цирк.. № 1208. С. 1-3.
87. Бисноватый-Коган Г.С., Комберг Б.В. «Радиопульсар в двойной системе - старый объект со слабым магнитным полем: возможная схема его образования»// 1976. Астрон. ж.. Т. 2. С. 338-342.
88. Малов И.Ф., Тимиркеева М. А. «Сравнение параметров радиотихих и радиогромких пульсаров»// 2015. Астрон. Ж. Т. 92. С.742-750.
89. Arras P., Lai D. «Can parity violation in neutrino transport lead to pulsar kicks?»// 1999. Astrophys. J.. V. 519 P. 745-749.
90. G.S. Bisnovatyı-Kogan «Asymmetric neutrino emission and formation of rapidly moving pulsars»// 1993. Astronomical and Astrophysical Transactions. V. 3. P. 287-294.
91. Lai D., Qian Y.-Z.. «Neutrino transport in strongly magnetized proto-neutron stars and the origin of pulsar kicks: the effect of asymmetric magnetic field topology » // 1998. Astrophys. J.. V. 505. P.844-853.
92. Herant M., Benz W., Hix W.R., Fryer C.L., S.A. Colgate S.A. «Inside the supernova: a powerful convective engine»// 1994. Astrophys. J.. V. 435. P. 339-361.
93. Burrows A., Hayess J., Fryxell D.A. «On the nature of core-collapse supernova explosions»// 1995. Astrophys. J. V. 450. P. 830-850.
94. Dong L., David F. Cernoff, James M. Cordes «Pulsar jets: implication for neutron star kicks and initial spins»// 2001, Astrophys. J.. V. 549. P 1111-1118.
95. Harrison E.R., Tademaru E. «Acceleration of the pulsar by asymmetric radiation»// 1975. Astrophys. J.. V. 201. P. 447-561.
96. Герасимов С.А., Нешпор Ю.И., Степанян А.А. «Начальный период и возраст пульсаров» // 1982. Изв. КрАО. Т. 65. С. 163-168.
97. D.R. Lorimer, M. Bailes, R.J. Dewey, P.A. Harrison. «Pulsar statistics: the birthrate and initial spin periods of radio pulsar»// 1993. Monthly Not. Roy. Astron. Soc.. V. 263. P. 403-415.
98. Малофеев В.М., Малов И.Ф., Малов О.И., Глушак А.П. «Радиопульсар J0205+6449 в остатке сверхновой 3С58»// 2003. Астрон. ж.. Т. 80. С. 449-457.
99. Chanmugam G., Sang Y. «Ohmic decay of crustal neutron star magnetic fields» // 1987. Astrophys. J. V. 323. L61-L64.
100. Dorofeev, Yu. P., Pskovsky O. F. «Spatial velocities of pulsars»// 1990. J. Astrophys. Astr. V. 11. P. 507-514.

101. Philippov A., Tchekhovskoy A., G. Li J. «Time evolution of pulsar obliquity angle from 3D simulations of magnetospheres.»// 2014. MNRAS V. 441 P. 1879-1887.
102. Tademaru E. «Acceleration of pulsars by asymmetric radiation»// 1997. Astrophys. J.. V.214. P. 885-890.
103. Малов И.Ф., Никитина Е. Б. «Углы между осью вращения и магнитным моментом в 80 радиопульсарах по данным наблюдений на частотах около 1 ГГц»// 2011. Астрон. ж. 22. Т. 88. С. 22-33.
104. Малов И.Ф., Никитина Е. Б. «О геометрии магнитосферы радиопульсаров»// 2011. Т. 88. С. 954-965.

Список рисунков.

1. Модель магнитосферы, предложенная в работе[21].....10
2. Модель Рудермана-Сазерленда, представленная в работе[27].....13
3. Распределение пульсаров в пространстве (F1, F2, F3). Рисунок выполнен на основе данных из работы [A1], носит иллюстративный характер.....18
4. Проекция распределения пульсаров на плоскостях (F1, F2), (F1, F3) и (F2, F3), соответственно. (PC- principal components). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы[A1].....20
5. Проекция распределений для 573 пульсаров с известными P , dP/dt , W_{50} , L и Z . Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].....22
6. Характеристики кластеров. Рисунок выполнен на основе данных из работы [A1], носит иллюстративный характер.....23
7. Проекция распределения 573 пульсаров с 6 параметрами (P , dP/dt , W_{50} , Z , L , B_{lc}). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].....25
8. Проекция собственных векторов, построенных по P , dP/dt , B_s и B_{lc} , для 778 пульсаров с $Z > 0$. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].....27
9. Проекция собственных векторов, построенных по P , dP/dt , B_s и B_{lc} для 754 пульсаров с $Z < 0$. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].....28
10. Проекция распределения 176 пульсаров с 5 параметрами (P , \dot{P} , W_{10} , Z , V_{trans}). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].....31
11. Распределение радиопульсаров по периодам, построенное по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....35
12. Распределение производных периода радиопульсаров, построенное по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....36

13. Диаграмма $dP/dt (P)$, построенная по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....37
14. Зависимость рентгеновской светимости радиопульсаров от индукции магнитного поля на поверхности для 33 объектов с $0,0016 \leq P \leq 0,0914$ с (вверху) и 28 с $0,1014 \leq P \leq 5,5404$ с (внизу). Построена по данным работы из работы [53]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....40
15. Зависимость радиосветимости от магнитного поля на световом цилиндре для 561 пульсара с $0,1014 \leq P \leq 0,5098$ с (внизу) и 31 пульсара с $0,0016 \leq P \leq 0,0649$ с (вверху). Построена по данным из каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....41
16. Зависимость гамма-светимости от магнитного поля на световом цилиндре для 33 пульсаров с $0,0016 \leq P \leq 0,0914$ с (вверху) и 28 пульсаров с $0,1014 \leq P \leq 5,5403$ с (внизу). Построена по данным из работы [54]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....42
17. Зависимость рентгеновской светимости от магнитного поля на световом цилиндре для 30 пульсаров с $0,0016 \leq P \leq 0,0988$ с (вверху) и 43 пульсаров с $0,1024 \leq P \leq 0,4137$ с (внизу). Построена по данным из работы [53]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....43
18. Зависимость радиосветимости от скорости потери энергии вращения для 31 пульсара с $0,0016 \leq P \leq 0,0649$ с (вверху) и 561 пульсара с $0,1014 \leq P \leq 8,5099$ (внизу). Построена по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....46
19. Зависимость рентгеновской светимости от скорости потери энергии вращения 61 пульсара из обеих групп. Для построения взяты данные из работы [53]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....47
20. Зависимость гамма-светимости от скорости потери энергии вращения для 86 пульсаров из обеих групп. Для построения взяты данные из работы [54]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....48
21. Зависимость коэффициента трансформации энергии вращения в радиоизлучение от периода для 561 пульсара с $0,1014 \leq P \leq 8,5098$ (вверху) и 31 пульсара с периодом $0,0015 \leq P \leq 0,0093$ (внизу). Построена по данным

- каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....49
22. Зависимость коэффициента трансформации энергии вращения в рентгеновское излучение от периода для 28 объектов с $0,1014 \leq P \leq 5,5404$ (вверху) и 33 объектов с $0,0016 \leq P \leq 0,0914$ (внизу). Построена по данным из работы [53]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....50
23. Зависимость коэффициента трансформации энергии вращения в гамма диапазоне от периода для 49 объектов с $0,00156 \leq P \leq 0,08940$ (вверху) и 26 объектов с $0,1025 \leq P \leq 0,4137$ (внизу). Построена по данным из работы [54]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....51
24. Зависимость ширины импульса по уровню 10 % от периода для 69 объектов с $0,0016 \leq P \leq 0,0962$ (вверху) и 854 объектов с $0,1014 \leq P \leq 8,5098$ с (внизу). Построена по данным из каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A2].....54
25. Диаграмма «доля обнаруженных нуллингов — период» для 69 пульсаров. Построена по данным из работы [74]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A3].....57
26. Зависимость частоты нуллингов от производной периода. Построена по данным из работы [74]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A3].....58
27. Зависимость доли нуллингов от производной периода в логарифмическом масштабе на основе данных из работы [74]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A3].....59
28. Зависимость плотности потока в импульсе на частоте 1400 МГц от NF. Используются данные из работы [74] и каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A3].....61
29. Зависимость степени линейной поляризации на волне 20 см от периода для 209 пульсаров с $P > 0,1$ сек. Построена по данным из работы [83]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A3].....64
30. Зависимость степени линейной поляризации от периода для 16 пульсаров с $P < 0,1$ с на волне 20 см (а) и 17 пульсаров с $P < 0,1$ с на волне 10 см (б). Построена по данным из работы [83]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A3].....65
31. Зависимость круговой поляризации на волне 20 см для 167 пульсаров с $P > 0,1$ сек. Построена по данным из работы [83]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A3].....66

32. Зависимости остаточных уклонений (RMS) от периодов у пульсаров с $P < 0,1$ сек (а) и $P > 0,1$ сек (б). Построена по данным из работы [84]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A3].....68
33. Зависимости относительных уклонений у пульсаров с $P < 0,1$ сек (вверху) и $P > 0,1$ сек (внизу). Построена по данным из работы [84]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A3].....70
34. Распределение пульсаров по периодам в двойных системах (а) и в шаровых скоплениях (б), построенные по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].....72
35. Распределение пульсаров в двойных системах по полям на поверхности (а) и световом цилиндре (б), построенные по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].....74
36. Распределение пульсаров, входящих в шаровые скопления, по полям на поверхности (а) и на световом цилиндре (б), построенные по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].....75
37. Зависимость поля на поверхности от характеристического возраста пульсаров в двойных системах. Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].....76
38. Зависимости ширины импульса (в мсек) от периода для пульсаров, входящих в двойные системы (а) и шаровые скопления (б). Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].....78
39. Диаграмма РАДИОСВЕТИМОСТЬ на частоте 400 МГц - СКОРОСТЬ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ВРАЩЕНИЯ для пульсаров, входящих в двойные системы. Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].....80
40. Распределение радиосветимостей для одиночных пульсаров и пульсаров в двойных системах. Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].....81
41. Зависимость радиосветимости от магнитного поля на поверхности пульсаров в двойных системах. Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A5].....82
42. Диаграмма скорость - магнитное поле для 199 пульсаров из каталога [6]. Построено на основе данных из работы [A4]. Рисунок выполнен диссертантом, носит иллюстративный характер.....85
43. Диаграмма скорость - период для 199 пульсаров из каталога [6]. Построено на основе данных из работы [A4]. Рисунок выполнен диссертантом, носит иллюстративный характер.....86

44. Зависимость поперечной скорости пульсара от его кинематического возраста. Построено по данным каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].....89
45. Зависимость скорости пульсара от его светимости в различных диапазонах. Построено по данным из каталога [6] и работ [53], [54]. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4], зависимости для рентгеновского и гамма диапазонов добавлены диссертантом для иллюстративности.....90
46. Распределение начальных периодов пульсаров. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].....92
47. Диаграмма “Кинематический возраст — характеристический возраст”. Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].....94
48. Схема стандартной магнитосферы пульсара, заимствованная из книги [52].....95
49. Зависимость наблюдаемой поперечной скорости от угла ζ . Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].....99
50. Зависимость поперечной скорости от угла ($\zeta - \beta$). Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].....100
51. Зависимость поперечной скорости пульсара от угла β . Совместный результат диссертанта и соавторов из работы [А4].....101

Список таблиц.

1. Значения параметров кластеров в распределении 573 пульсаров с известными P , dP/dt , W_{50} , L и Z . Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].....21
2. Значения параметров кластеров в распределении 573 пульсаров с 6 параметрами (P , dP/dt , W_{50} , Z , L , V_{lc}). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].....24
3. Значения параметров кластеров в распределении 754 пульсаров с $Z < 0$ (P , dP/dt , V_s и V_{lc}). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].....29
4. Значения параметров кластеров в распределении 176 пульсаров с 5 параметрами (P , \dot{P} , W_{10} , Z , V_{trans}). Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].....32
5. Коэффициенты корреляции основных вычисляемых и измеряемых параметров радиопульсаров. Таблица подготовлена на основе данных из каталога [6]. Совместный результат диссертанта и соавтора из работы [A1].....33
6. Значения углов β (между вектором магнитного момента и осью вращения), ζ (между лучом зрения и осью вращения) и пространственной скорости для 22 пульсаров. Результат из работы [A4], полученный диссертантом и соавторами.....98