

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н.ЛЕБЕДЕВА  
АСТРОКОСМИЧЕСКИЙ ЦЕНТР

*На правах рукописи*

*Никитина Елена Борисовна*

СТРУКТУРА МАГНИТОСФЕРЫ РАДИОПУЛЬСАРОВ  
ПО ДАННЫМ ОБ УГЛАХ МЕЖДУ ИХ  
МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ И ОСЬЮ ВРАЩЕНИЯ

*01.03.02 – астрофизика и звездная астрономия*

*Диссертация на соискание  
ученой степени кандидата  
физико-математических наук*

*Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Малов Игорь Федорович*

Москва, 2014

# Содержание

<b>1</b>	<b>Введение</b>	<b>3</b>
1.1	Актуальность темы . . . . .	15
1.2	Цели и задачи исследования . . . . .	17
1.3	Научная новизна . . . . .	17
1.4	Достоверность результатов . . . . .	17
1.5	Практическая значимость . . . . .	18
1.6	Структура и объем диссертации . . . . .	18
1.7	Основные результаты, выносимые на защиту . . . . .	20
1.8	Публикации и личный вклад . . . . .	21
1.9	Апробация работы . . . . .	23
<b>2</b>	<b>ГЛАВА 1. Углы между осью вращения и магнитным моментом в 80 радиопульсарах по данным на частоте около 1 ГГц</b>	<b>25</b>
2.1	Случай прохождения луча зрения через центр конуса излучения . .	26
2.2	Использование поляризационных данных . . . . .	32
2.3	Определение углов без использования статистических соотношений	35
2.4	Пульсары с малым значением $C$ . . . . .	44
2.5	Пульсары с интеримпульсами . . . . .	45
2.6	ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1 . . . . .	47
<b>3</b>	<b>ГЛАВА 2. Углы между осью вращения и магнитным моментом нескольких сотен пульсаров по данным на 10 и 20 см</b>	<b>49</b>
3.1	Случай прохождения луча зрения через центр конуса излучения . .	49
3.2	Использование поляризационных данных . . . . .	59
3.3	Эффекты, оказывающие влияние на результат . . . . .	65
3.4	ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 2 . . . . .	70
<b>4</b>	<b>ГЛАВА 3. Распределение областей генерации излучения на разных частотах в магнитосферах пульсаров</b>	<b>72</b>

4.1	Вычисление значений $n$ для выборки пульсаров на частоте около 1 ГГц . . . . .	72
4.2	Определение уровней генерации излучения . . . . .	75
4.3	ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 3 . . . . .	86
<b>5</b>	<b>ГЛАВА 4. Структура магнитосфер в радиопульсарах с интеримпульсами</b>	<b>88</b>
5.1	Оценки углов между осями в пульсарах с интеримпульсами . . . . .	91
5.2	Предположение о центральном прохождении луча зрения . . . . .	91
5.3	Использование максимальной производной позиционного угла . . . . .	96
5.4	Вычисление угла $\beta$ по ширине профиля и максимальной производной позиционного угла . . . . .	97
5.5	Аппроксимация модельной кривой наблюдаемых значений позиционного угла . . . . .	97
5.6	Использование дополнительных аргументов для оценки угла $\beta$ . . . . .	100
5.7	Анализ полученных результатов . . . . .	104
5.8	ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 4 . . . . .	108
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>109</b>
<b>7</b>	<b>Литература</b>	<b>110</b>
<b>8</b>	<b>Приложение А</b>	<b>118</b>
<b>9</b>	<b>Приложение В</b>	<b>123</b>

# 1 Введение

Нейтронные звезды являются одними из самых интересных и удивительных объектов. Интерес к нейтронным звездам связан не только с загадочностью их строения, но и с огромной плотностью, сильнейшими магнитными и гравитационными полями. Материя нейтронных звезд находится в особом состоянии. В земных лабораториях воспроизвести эти условия пока не представляется возможным. Гипотеза о существовании нейтронных звезд была выдвинута в 1934 г. В.Бааде и Ф.Цвикки после открытия нейтрона в 1932 г. Подтвердить наблюдениями эту гипотезу удалось только после открытия пульсаров. Почти все нейтронные звезды, известные на сегодняшний день, найдены или в рентгеновских двойных системах, или как одиночные радиопульсары. Ввиду малого размера и низкой светимости нейтронные звёзды сложно обнаружить оптическими методами.

Пульсары - идеальные зонды для исследования межзвездной среды и широко используются в этом качестве, поскольку распространены по всей Галактике, а их излучение имеет импульсный характер и сильно поляризовано. В области теории пульсары стали стимулом для множества работ по электродинамике вращающихся намагниченных звезд, процессам когерентного излучения, строению и свойствам нейтронных звезд. Пульсары являются одной из ранних стадий жизни нейтронной звезды, и благодаря их изучению получены сведения о магнитных полях, скорости вращения и о дальнейшей судьбе нейтронных звезд. Исследования пульсаров подтвердили многие теоретические предсказания относительно нейтронных звезд. Радиотелескопы с достаточной для обнаружения пульсаров чувствительностью существовали уже в 50-х годах прошлого столетия. Но так как быстрые временные вариации излучения от небесных источников не были известны, приемники и регистрирующие устройства обычно имели постоянные времени порядка нескольких секунд для сглаживания случайных флуктуаций шума. Средний уровень потока от большинства пульсаров значительно ниже порога обнаружения в ранних обзорах, сделанных на радиотелескопах с большими постоянными времени.

Первый пульсар был открыт в июне 1967 года Джоселин Белл,

аспиранткой Энтони Хьюиша, на меридианном радиотелескопе Маллардской радиоастрономической обсерватории Кембриджского университета на длине волны 3,5 м (85,7 МГц) [1]. За этот выдающийся результат Энтони Хьюиш получил в 1974 году Нобелевскую премию. Современные названия этого пульсара — PSR B1919+21 или PSR J1921+2153.

В течение первого года наблюдений пульсаров исследователи в различных обсерваториях сосредоточили свои усилия на тех наблюдательных задачах, которые можно было решить с помощью уже имевшейся на тот момент аппаратуры. Кроме поиска новых пульсаров, основные усилия были направлены на исследование характеристик отдельных импульсов и субимпульсов (Аресибо, Пуцино), измерение средних профилей, моментов прихода и поляризации импульсов (Джодрелл-Бэнк, Пуцино), получение радиочастотных спектров (Паркс в Австралии, Пуцино) и выполнение детальных измерений на очень высоких частотах (2300 МГц, станция слежения за дальними космическими объектами в Голдстоуне, Калифорния). Проводились наблюдения в оптической области и на более коротких длинах волн. За исключением нескольких ложных сигналов, оптические наблюдения не давали результатов, пока Кок, Дисней и Тейлор [2] не обнаружили в центре Крабовидной туманности звездный источник, период оптических вариаций которого был равен периоду радиопулсара. Через год импульсное излучение этого объекта было обнаружено в рентгеновском диапазоне и позднее — в гамма-лучах.

Открытие пульсаров было большой неожиданностью, так как такие явления ранее не предсказывались. Наблюдения пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов показали, что эти объекты связаны со сверхновыми. В качестве вероятных механизмов возникновения периодических сигналов рассматривались три модели: орбитальное движение, радиальные пульсации (как в классических цефеидах) и вращение пульсара вокруг своей оси. Прежде всего пульсары связали с белыми карликами, с различными модами их пульсаций, предсказываемых теоретически. В рамках теоретических моделей, включающих белые карлики, возможно объяснить периоды пульсаров длительностью около 1 с, а возможно, даже 0,25 с. В конце 1968 г. группа из Молонгло сообщила об открытии очень быстрого пульсара с периодом 0,089 с,

расположенного вблизи центра протяженного остатка в созвездии Парусов (Vela X) [3]. Практически одновременно с этим открытием в Грин-Бэнк Стэйлин и Райфенштейн [4] сообщили об обнаружении источника, с периодом импульсного излучения 33 мс в районе Крабовидной туманности, хорошо изученном остатке сверхновой. В результате были исключены радиальные пульсации белых карликов.

Вскоре было исключено и орбитальное движение нейтронных звезд и белых карликов. Согласно теоретическим расчетам, пара белых карликов даже при условиях контакта не может иметь орбитальный период менее 1,7 с. Также неприемлем механизм, связанный с орбитальным движением, так как потеря энергии в виде гравитационного излучения привела бы к вековому уменьшению периода и быстрому прекращению орбитального движения. В июне 1968 г. в «Nature» была опубликована статья Т.Голда, где было показано, что пульсары можно отождествить с вращающимися вокруг своей оси нейтронными звездами. При любой модели вращения радиус звезды должен быть таков, чтобы экваториальная скорость не превышала скорости света. Для пульсара в Крабовидной туманности это условие означает, что его радиус меньше 1700 км. Нейтронная звезда представляет собой единственную известную конфигурацию с радиусом, меньшим этого значения. За несколько месяцев до открытия пульсаров Ф.Пачини опубликовал в «Nature» статью [5], в которой показано, что быстро вращающаяся нейтронная звезда с сильным дипольным магнитным полем будет действовать как электрический генератор большой мощности. Такой генератор может служить источником энергии излучения окружающей звезду туманности, такой, как Крабовидная. Кроме того, как отмечали Пачини и Голд, скорость вращения в отличие от скорости пульсаций должна уменьшаться. Вскоре было обнаружено увеличение периода пульсара в Крабовидной туманности, и к 1969 г. утвердилась модель вращающейся нейтронной звезды. Большинство последующих работ основывалось на этой модели.

Сегодня теория и наблюдения нейтронных звезд развиваются бурными темпами: ежегодно появляется более тысячи посвященных им публикаций, раз в несколько лет происходит открытие нового класса астрономических объектов, содержащих нейтронные звезды. В 1971 г. были открыты рентгеновские пульсары, в 1975 г. – источники рентгеновских всплесков (барстеры), в 1979 г. – источники

мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGR), в 1982 г. – миллисекундные пульсары, в 1996 г. – слабые в рентгене одиночные нейтронные звезды (XDINS), в 1998 г. – аномальные рентгеновские пульсары (AXP), в 2006 г. – быстрые радиотранзиенты (RRAT).

Исследование пульсаров проводится с помощью крупнейших телескопов, поскольку для регистрации коротких импульсов необходима высокая чувствительность.

К сегодняшнему дню обнаружено уже более 2300 радиопульсаров [61], из них более половины были обнаружены обсерваторией Паркса в Австралии под руководством Р. Манчестера. 140 из них входят в состав шаровых скоплений; 21 найден в Магеллановых облаках. По теоретическим оценкам число активных пульсаров порядка  $2 \cdot 10^5$  [11]. Количество и распределение пульсаров в Галактике хорошо согласуется с гипотезой, что нейтронные звезды образуются в результате взрывов сверхновых звезд. Исследование межзвездного пространства с помощью пульсаров позволило определить индукцию межзвездного магнитного поля. Оценки магнитного поля могут быть получены из вращения плоскости поляризации радиоизлучения от удаленных источников. Это так называемое вращение Фарадея пропорционально силе магнитного поля и электронной плотности. Величина поля составляет несколько мкГс, причём в разных областях Галактики она несколько различна. Наблюдения мерцаний показали, что пульсары обладают высокой пространственной скоростью движения до тысяч км/с.

К основным характеристикам пульсаров относятся период вращения пульсара, производная периода, форма импульса, его микроструктура, спектр и поляризация.

Период – время между двумя последовательными импульсами излучения пульсара. По продолжительности периода пульсары делятся на миллисекундные и нормальные. У каждого пульсара свой период пульсаций. Значения известных периодов заключены в интервале от 1,4 мс до 8,5 с. Периоды большинства пульсаров составляют от 0,5 до 1 с.

У значительного большинства пульсаров период монотонно увеличивается со временем. Замедление периода интерпретируется как торможение вращения

нейтронной звезды. Полная потеря энергии вращения нейтронной звезды

$$\frac{dE}{dt} = I\omega\dot{\omega} \approx 4 \cdot 10^{37} [\text{эрг/с}] \left( \frac{I}{10^{45} \text{г} \cdot \text{см}^2} \right) \left( \frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{с/с}} \right) \left( \frac{P}{0,01 \text{с}} \right)^{-3} \quad (1)$$

Для нормальных (секундных) пульсаров характерное значение производной периода  $dP/dt \sim 10^{-15}$  с, для миллисекундных -  $dP/dt \sim 10^{-19}$  с. Точные измерения показывают, что обычно период между импульсами возрастает на одну миллиардную долю секунды в сутки; как раз этого следует ожидать при замедлении вращения звезды, теряющей энергию в процессе излучения. Быстрое вращение приводит к некоторой сплюснутости пульсара, а излучение уносит энергию и момент импульса, что вызывает торможение вращения. У некоторых пульсаров зафиксированы резкие скачки периода с последующим возвращением к монотонному ходу.

Средняя (обобщенная) форма импульса у каждого пульсара своя и сохраняется в течение многих лет, хотя последовательно приходящие импульсы сильно отличаются друг от друга. Чтобы получить средний профиль, необходимо усреднить около 1000 импульсов. Длительность радиоимпульса у типичного пульсара составляет всего 3% от периода. Хотя у некоторых пульсаров (например, PSR J0540-6919, PSR J0828-3417, PSR J1623-2631) излучение наблюдается в течение значительной части периода. Средний профиль импульса пульсаров может быть однокомпонентным, двухкомпонентным или многокомпонентным [6]. Их ширины и относительные интенсивности обычно зависят от частоты наблюдения. Для некоторых пульсаров характерно несколько устойчивых мод среднего профиля (например, две для PSR B1237+25 [7] и четыре для PSR B0329+54 [8]). У нескольких пульсаров примечательной особенностью является наличие дополнительного импульса – интеримпульса между двумя последовательными импульсами. Как правило, интеримпульс менее интенсивен, чем главный импульс [9]. Анализ формы импульсов показал много интересного. Иногда каждый импульс состоит из нескольких субимпульсов, которые «дрейфуют» вдоль среднего профиля импульса с некоторым периодом, с



возвращением через некоторое время к начальной фазе [10].

С увеличением временного разрешения приемной аппаратуры было обнаружено, что у некоторых пульсаров субимпульсы имеют микроструктуру. Масштабы некоторых отдельных деталей около 1 мкс.

Энергия, излучаемая в импульсах, составляет лишь малую долю полной энергии пульсара. Иногда импульс пропадает, а затем восстанавливается. Такое «замирание» может длиться от нескольких секунд до нескольких суток и называется нуллинг.

Много важной информации о механизме излучения и о природе источника можно получить из энергетического спектра – распределения излучаемой энергии по частотам. Нестационарный характер излучения пульсаров означает, что для описания требуется получить и исследовать мгновенные спектры источников. Измерения проводились в диапазоне частот от 16,7 МГц до 80 ГГц. Мгновенные спектры могут варьироваться, как и импульсы. Средние спектры получают, усреднив мгновенные. Для этого необходимы многократные серии наблюдений и измерений с промежутками от минут до лет. Форма среднего спектра устойчива во времени. Однако, изменения в спектре в широком временном интервале (от нескольких минут до нескольких лет) обнаружены для целого ряда пульсаров. Для средних спектров многих пульсаров характерно наличие низкочастотного завала, высокочастотного излома и наличие участка со степенной зависимостью  $E_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ , где  $\alpha$  – спектральный индекс, величина которого лежит в диапазоне от -0,2 до 3,8. По результатам наблюдений спектр пульсаров смещается в сторону длинных волн и становится более узким при увеличении периода вращения пульсара [11].

Для понимания природы излучения пульсаров существенную информацию могут дать поляризационные измерения. Для излучения пульсаров характерна высокая степень поляризации.

Средние профили многих пульсаров характеризуются практически полной линейной поляризацией. Например, у PSR B0833-45 и PSR B0950+08 степень линейной поляризации почти 100% [12-13]. Это означает как полную поляризацию всех отдельных импульсов, так и стабильную поляризацию всего излучения на данной долготе. Круговая поляризация в среднем профиле редко превышает 20% от полной интенсивности. Профили пульсаров с дрейфующими субимпульсами

имеют слабую поляризацию. Пульсары со сложным профилем характеризуются высокой степенью поляризации излучения (обычно самая большая на внутренних краях внешних компонентов и наименьшая на крайних «крыльях» профиля) и плавными вариациями позиционного угла вдоль профиля. Пульсары с простым профилем обычно имеют короткие периоды, слабую поляризацию и скачкообразные изменения позиционного угла вдоль профиля. Изменение поляризационных параметров вдоль среднего профиля (так же, как и сам средний профиль) является характеристикой данного пульсара. Степень поляризации, характерная для средних профилей пульсаров, в противоположность большинству радиоисточников обычно уменьшается с увеличением частоты. Для всех пульсаров полное изменение позиционного угла вдоль профиля не превышает  $180^\circ$  и обычно несколько больше на низких частотах. Производная этого угла для данного пульсара одинакова на всех частотах. Этот факт наряду с симметричной формой кривой позиционного угла дают веские основания предполагать, что наблюдаемые вариации позиционного угла определяются механизмом излучения и геометрией по лучу зрения, а не эффектами распространения в межзвездной среде [6].

Радиоволны, проходя расстояние от пульсара до Земли, преодолевают межзвездную среду. Взаимодействуя в ней со свободными электронами, они замедляются – чем больше длина волны, тем сильнее замедление. Измерив задержку длинноволнового импульса относительно коротковолнового (которая достигает нескольких минут) и, зная плотность межзвездной среды, можно определить расстояние до пульсара. Как показывают наблюдения, в среднем, в межзвездной среде приходится около 0,03 электрона на  $1 \text{ см}^3$ . Основанные на этой величине расстояния до пульсаров составляют десятки килопарсек. Но есть и более удаленные объекты: двойной пульсар PSR 1913+16 удален на 7,13 кпк [61], а PSR 0042-735 - на 64 кпк и находится в Малом Магеллановом Облаке [14].

Первые теоретические представления о пульсарах можно связать со статьей Голдрайха и Джулиана [15]. В этой работе показано, что размеры и структура магнитосферы пульсара определяются огромным электрическим полем, которое должно генерироваться вокруг вращающегося намагниченного шара и которое будет вырывать заряженные частицы с поверхности нейтронной звезды и ускорять их. В пульсарах электростатическая сила на 9 порядков превышает силу тяжести,

действующую на протон, и на 12 порядков – на электрон. Электрическое поле, создаваемое зарядами с высокой плотностью, полностью заэкранирует поле, связанное с поверхностными и объемными зарядами нейтронной звезды. В областях магнитосферы, заполненных плазмой,  $\vec{E}\vec{B} = 0$ . При магнитных полях  $\sim 10^{12}$  Гс соответствующая плотность зарядов вблизи поверхности должна быть порядка  $7 \cdot 10^{10}/P$  см $^{-3}$ . Такая плазма увлекается магнитным полем, и вся магнитосфера вращается как твёрдое тело. Однако синхронное вращение может продолжаться лишь до расстояния, на котором линейная скорость сравнивается со скоростью света:

$$r_{LC} = c/\Omega \approx 5 \cdot 10^9 P \text{ см.} \quad (2)$$

Поверхность вращения, соответствующая этому радиусу, называется поверхностью светового цилиндра  $r_{LC}$  (Рис. 1). Внутри светового цилиндра все силовые линии замкнуты. Вне его все линии разомкнуты. В случае соосного ротатора и дипольного магнитного поля эти две области разделены силовой линией, уравнение которой имеет вид

$$r/\sin^2\theta = r_{LC}. \quad (3)$$

Угловой радиус полярных шапок, ограничивающих область открытых силовых линий,

$$\theta_p \approx (2\pi r/cP)^{1/2}. \quad (4)$$

Те области магнитосферы, где магнитное поле направлено вдоль оси вращения пульсара, должны заряжаться отрицательно. Там, где оно направлено в противоположную сторону, скапливаются положительные заряды.

Плотность зарядов, которая обеспечивает заполнение магнитосферы пульсара, при условии, что  $\frac{\Omega r}{c} \ll 1$ , называется плотностью Голдрайха-Джулиана:

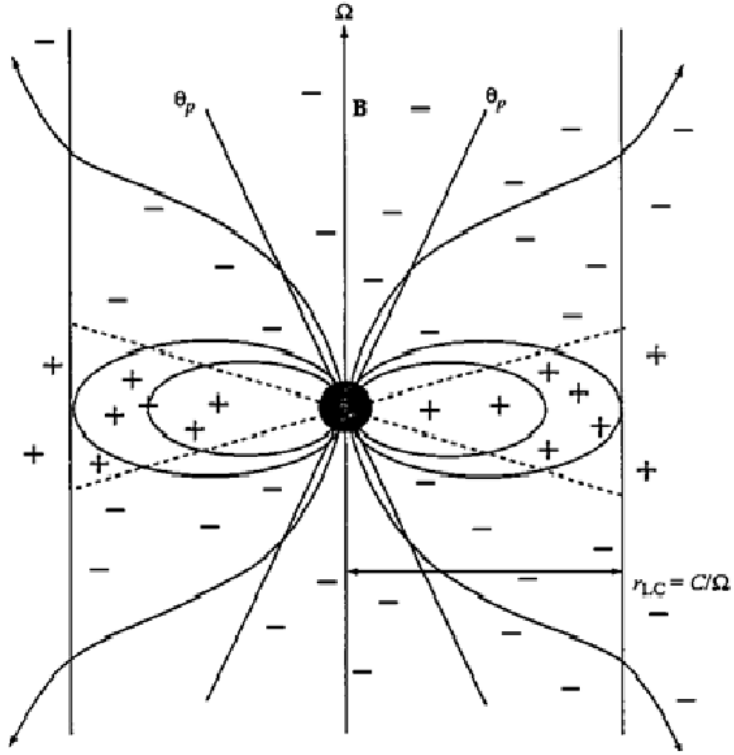


Рис. 1: Модель магнитосферы пульсара, предложенная Голдрайхом и Джулианом.

$$\rho_{GJ} = -\frac{\vec{\Omega}\vec{B}}{2\pi c} = n_e e. \quad (5)$$

Одной из трудностей модели является то обстоятельство, что некоторые силовые линии начинаются в области вырывания отрицательных зарядов, а затем попадают в область положительных зарядов. Холловэй [16] предложил идею об образовании вакуумного зазора вблизи нейтральной линии (Рис. 2): при удалении зарядов из этой области возникает разность потенциалов, препятствующая её заполнению.

Одновременно с работой Голдрайха и Джулиана появилась статья Острайкера и Ганна [17], в которой показано, что, приравняв скорость потерь энергии вращающейся нейтронной звезды к мощности её магнитодипольного излучения

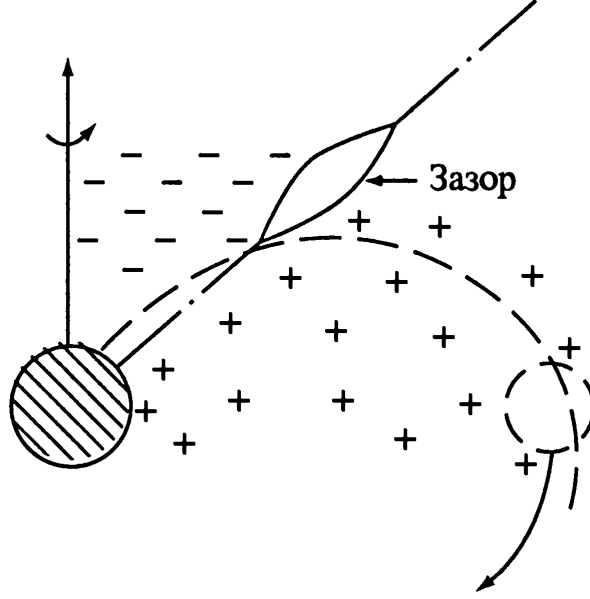


Рис. 2: Внешний зазор в магнитосфере.

$$dE/dt = -2B_S^2 R^6 \Omega^4 \sin^2 \beta / 3c^2, \quad (6)$$

где  $\beta$  - угол между осью диполя и осью вращения, можно оценить индукцию магнитного поля  $B_S$  на поверхности нейтронной звезды:

$$B_S = 6,4 \cdot 10^{19} \left( P \frac{dP}{dt} \right)^{1/2} \text{ (Гс)}. \quad (7)$$

Заметный прогресс в понимании физических процессов в магнитосфере пульсаров внесла работа Стэррока [18-19]. Он предположил, что в пределах полярных шапок пульсара происходит ускорение электронов и протонов вплоть до расстояния от поверхности, равного радиусу полярной шапки  $r_p = r\theta_p$ . Это ускорение вызывается продольным электрическим полем, соответствующим разности потенциалов между центром и краем полярной шапки, и приводит к появлению релятивистских электронов с лоренц-фактором  $\sim 10^7$  (в пульсарах

с периодом  $P \sim 1$  с). Заряженные частицы с такой энергией в магнитном поле испускают кванты в широком диапазоне частот с максимумом на частоте

$$\nu_m \approx 0,3\nu_{cr}, \quad (8)$$

где

$$\nu_{cr} = \frac{3\gamma^3 c}{4\pi R}, \quad (9)$$

$R$  - радиус кривизны силовой линии и  $\gamma$  - лоренц-фактор. Время потери электроном поперечной составляющей импульса за счёт синхротронного излучения мало

$$\tau \sim \frac{10^{12}}{(B \sin \psi)^{3/2} \nu_m^{1/2}}, \quad (10)$$

где  $\psi$  - питч-угол. При  $\gamma \sim 10^7$  и  $B \sin \psi \sim 10^{12}$  Гс,  $\tau \sim 10^{-22}$  с [11]. И практически во всей магнитосфере генерируется излучение кривизны. Вблизи поверхности нейтронной звезды ускоренные электроны будут излучать гамма-кванты с частотой  $\nu$ , которые рождают в магнитном поле электрон-позитронные пары. Вновь образованные частицы ускоряются в том же продольном электрическом поле до релятивистских скоростей, испускают гамма-кванты, которые, в свою очередь, рождают пары, и такой каскадный процесс продолжается до выхода частиц в область, где  $E_{\parallel} = 0$ . В результате каждая частица способна привести к рождению до  $\sim 10^7$  вторичных электронов и позитронов, и плотность плазмы в магнитосфере значительно превышает плотность Голдрайха-Джулиана.

Позже, в 1975 г. Рудерман и Сазерленд [20] предложили модель, ставшей основной для интерпретации наблюдательных данных. В этой модели развиваются и детализируются идеи Стэррока. Предполагается, что вблизи полюсов существуют вакуумные зазоры, в которых  $\vec{E}\vec{B} \neq 0$ , т.е.  $E_{\parallel} \neq 0$ . Высота такого зазора не превышает радиус полярной шапки, разность потенциалов

в зазоре обеспечивает ускорение вырванных с поверхности нейтронной звезды позитронов и вызывает пробой зазора в виде отдельных искр с каскадным образованием вторичных частиц (электронов и позитронов). Достигая в таком поле лоренц-факторов  $\gamma_b \sim 3 \cdot 10^6$ , пучок первичных частиц движется в магнитосфере сквозь образовавшуюся в результате распада гамма-квантов вторичную плазму с  $\gamma_p \sim 10^3$ . Возникает двухпотоковая неустойчивость, приводящая к образованию сгустков, которые дают когерентное излучение в радиодиапазоне. Интенсивное когерентное излучение возможно на частотах  $\omega < \omega_{cr}$ . Поэтому, положив  $\omega = \omega_{cr}$ , можно определить границу области, где генерируется когерентное радиоизлучение (Рис. 3). Излучение выходит по касательной к силовой линии в данной точке и можно вычислить предельные угловые размеры излучающих областей и расстояния, на которых генерируется это излучение.

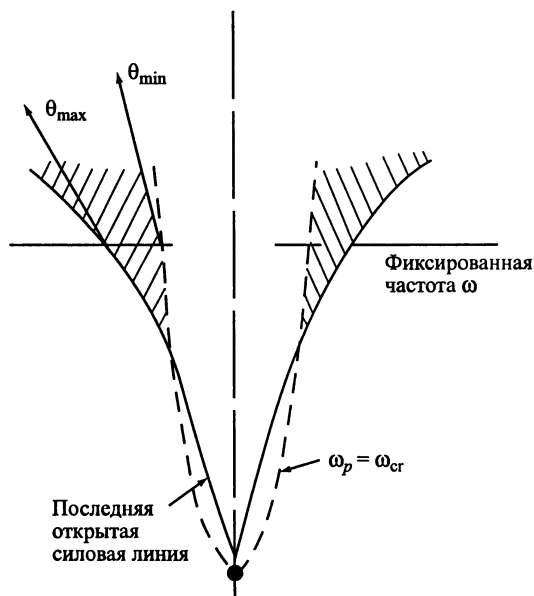


Рис. 3: Модель Рудермана-Сазерленда.

Излучающие области образуют полый конус, который схлопывается на расстоянии

$$r_{min} = \frac{16}{9} \left(\frac{3}{2}\right)^{3/4} \frac{1}{c\gamma_p^3} (2\gamma_b e B R^3 / m)^{1/2}. \quad (11)$$

Ниже этого уровня в данной модели когерентное излучение не генерируется [11].

Эта модель также помогает понять существование пульсаров с однокомпонентными и двухкомпонентными профилями, монотонный ход позиционного угла вдоль среднего профиля и наблюдаемый спектр. Дрейф субимпульсов объясняется вращением области формирования излучения относительно самой нейтронной звезды. Вид профиля зависит от расстояния луча зрения до центра конуса излучения. Если луч зрения проходит вблизи центра, профиль будет двухкомпонентным, если по периферии конуса - профиль будет однокомпонентным. Количественное сравнение наблюдаемых на разных частотах чисел одно- и двухкомпонентных профилей показывает несоответствие модели и наблюдений. Также в некоторых работах указывается на расхождение между наблюдаемыми зависимостями ширины профилей от частоты и периода и предсказаниями модели Рудермана и Сазерленда. Таким образом, данная модель может рассматриваться лишь как приближение к реальной модели пульсара и требует корректировки и уточнений.

## 1.1 Актуальность темы

Одним из важнейших параметров, определяющих геометрию магнитосферы пульсара и протекающие в ней физические процессы, следует считать угол  $\beta$  между осью вращения и вектором магнитного момента  $\mu$  (Рис. 4).

Этот параметр позволяет понять специфику излучения конкретного пульсара, а распределение углов для объектов с разными возрастами – сделать выводы о путях их эволюции. Выявление источников с малыми значениями угла  $\beta$  и с углами порядка  $90^\circ$  дает возможность предсказать наличие у них межимпульсного излучения и интеримпульсов. Вычисление углов на разных уровнях в магнитосфере по данным наблюдений на разных частотах может быть использовано для проверки гипотезы о дипольности магнитного поля. Существует также возможность по этим данным оценить распределение уровней генерации



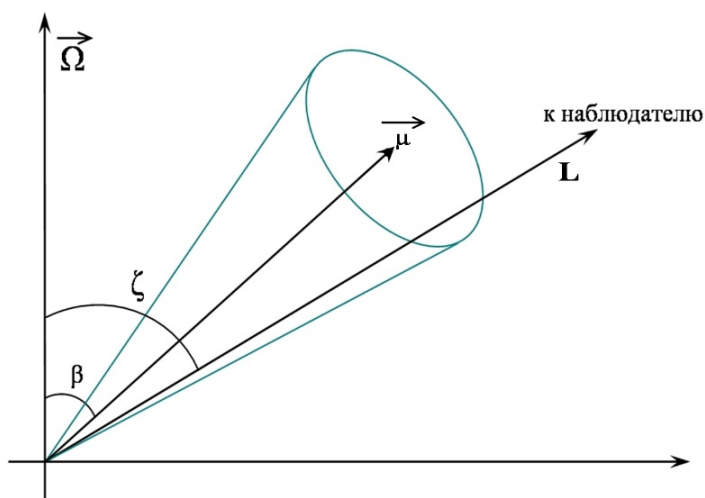


Рис. 4: Модель полого конуса.

соответствующего излучения, т.е. провести картографирование (mapping) этих уровней.

Анализ всех результатов по определению углов  $\beta$  в радиопульсарах служит одним из путей выбора адекватной модели для этих объектов и механизма их излучения, что является одной из важных задач современной астрофизики. Полученные более 20 лет назад оценки угла  $\beta$  были проведены по данным из различных каталогов, ограниченных и разнородных выборок радиопульсаров. За это время число известных радиопульсаров превысило 2300. Также были проведены измерения поляризационных характеристик для значительной части этих объектов, построены качественные профили импульсов в нескольких частотных диапазонах. Поэтому возникла необходимость новых вычислений угла  $\beta$  на базе накопившихся материалов и проведения анализа структуры магнитосферы по значительно большей выборке пульсаров.

Прежде, чем проводить исследования максимально возможного числа этих объектов необходимо проверить работу как известных, так и новых методов оценки различных углов в магнитосфере пульсара по ограниченной, но, по возможности, однородной выборке источников. На основе полученных результатов использованные ранее методы могут быть подкорректированы, уточнены и развиты.

## 1.2 Цели и задачи исследования

Основной задачей работы является вычисление углов между различными осями в радиопульсарах несколькими методами, проверка и корректировка этих методов, определение уровней генерации излучения на разных частотах, вычисление углов между различными осями у радиопульсаров с интеримпульсами.

## 1.3 Научная новизна

В диссертации получен ряд новых результатов. Выведены уравнения для определения угла  $\beta$  при различной форме наблюдаемого профиля. Выявлено, что по наблюдаемым значениям ширины профиля  $W_{10}$  и максимальной производной  $S$  позиционного угла поляризации в среднем профиле можно достаточно точно вычислить отношение радиуса конуса излучения к минимальному расстоянию до луча зрения от центра конуса. Подтверждено, что радиопульсары с интеримпульсами можно разделить на две подгруппы: ортогональные и соосные ротаторы. Показано, что пульсары с интеримпульсами и  $\beta \sim 90^\circ$  в несколько раз моложе соосных пульсаров с интеримпульсами.

## 1.4 Достоверность результатов

Представленные в диссертации результаты получены как с помощью существующих, так и с помощью новых методов, которые дают возможность уточнения полученных ранее значений углов, вычислить их средние величины и по ним сделать выводы о структуре магнитосферы пульсаров.

## 1.5 Практическая значимость

В ходе выполнения работы были опробованы новые методы вычисления угла  $\beta$ , а также подкорректированы и уточнены уже существующие. Вычислены значения углов для нескольких сотен пульсаров. Подтверждено высказанное ранее предположение о существовании двух типов пульсаров с интеримпульсами: ортогональных и соосных ротаторов. Результаты проделанной работы могут послужить дальнейшему развитию теоретических представлений о пульсарах.

## 1.6 Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, основной части, содержащей четыре главы, и заключения, а также двух приложений. В диссертации 124 страницы, включая 25 рисунков и 14 таблиц. Список литературы содержит 81 ссылку.

Во **Введении** кратко изложена история открытия и начала исследования радиопульсаров. Рассмотрены основополагающие работы в развитии теоретических представлений о природе пульсаров и механизме их излучения. Обоснована актуальность темы диссертации, представлены основные цели работы, научная новизна, практическая значимость и основные результаты, выносимые на защиту.

В **Главе 1** проводится обсуждение результатов вычисления угла между осью вращения пульсара и осью конуса излучения для однородной выборки радиопульсаров, для которых данные наблюдений получены с помощью 64-метрового радиотелескопа в Парксе на частоте около 950 МГц и на телескопе Тасманийского университета диаметром 26 м на частоте 800 МГц [21]. Вычисления углов между различными осями в радиопульсарах проводились с помощью трех методов, один из которых предложен нами впервые. При проведении вычислений использовалась стандартная модель магнитосферы пульсара, в которой излучение пульсара ограничено конусом открытых силовых линий.

В **Главе 2** для проведения исследования были использованы данные

наблюдений, выполненные на длинах волн 10 и 20 см [33]. Вычисления углов между различными осями в радиопульсарах проводились с помощью методов, представленных в Главе 1. Основной задачей данного этапа работы была проверка этих методов для значительно большей выборки пульсаров. Также рассмотрены основные эффекты, оказывающие влияние на результат вычислений.

**Глава 3** посвящена анализу возможности метода вычисления углов между различными осями в магнитосферах пульсаров, в основе которого лежит использование отношения полуширины конуса излучения к угловому расстоянию, на котором луч зрения сечет этот конус. Это отношение мы предлагаем использовать для определения уровней генерации излучения на различных частотах в магнитосферах пульсаров. Проведенное исследование показало, что оценки расстояний хорошо согласуются между собой и дают радиусы генерации излучения порядка нескольких десятков радиусов нейтронной звезды для волны в 10 см. На 20 см же излучение формируется на более далеких расстояниях, которые для рассмотренной выборки оказываются в среднем в 1,5-2 раза больше.

В **Главе 4** дается описание оценок углов между осями у 42 радиопульсаров с интеримпульсами, выполнена аппроксимация модельной кривой наблюдаемых значений позиционного угла линейной поляризации. Подтверждено, что пульсары с интеримпульсами делятся на две группы: объекты с почти ортогональными осями и ротаторы, близкие к соосным. Наибольшие разночтения в принадлежности к соосным или ортогональным объектам существуют в отношении PSR B0950+08 (J0953+0755), B1055-52 (J1057-5226) и B1822-09 (J1825-0935). По нашим данным PSR B0950+08, B1055-52 и B1822-09 относятся к соосным ротаторам. По характеристическим возрастам, светимостям и z-расстояниям пульсаров исследуемой выборки оценены их возрасты. Согласно полученным результатам, ортогональные ротаторы систематически моложе соосных.

В **Заключении** кратко сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

В **Приложениях** приведены средние значения углов  $\beta$  для основной выборки пульсаров и для пульсаров с интеримпульсами.

## 1.7 Основные результаты, выносимые на защиту

1. На основе данных о структуре импульсов и ходе позиционного угла линейной поляризации на частотах около 1 ГГц для 80 пульсаров проведены оценки угла  $\beta$  между осью вращения и магнитным моментом нейтронной звезды. Вычисления проведены с использованием нескольких методов. Выведены уравнения для определения угла  $\beta$  при различной форме наблюдаемого профиля. Получены их решения для 34 пульсаров. Проведено сравнение величин  $\beta$ , вычисленных различными способами.
2. Вычислены значения углов по данным на 10 и 20 см для более 300 пульсаров.
3. Определены отношения радиуса конуса излучения к минимальному расстоянию луча зрения от центра этого конуса для нескольких десятков пульсаров по данным на 10 и 20 см. Оценены абсолютные значения расстояний от центра нейтронной звезды до уровней генерации излучения на данных частотах. Эти оценки хорошо согласуются между собой и дают радиусы генерации порядка нескольких десятков радиусов нейтронной звезды. При проведении вычислений учтено возможное изменение размеров полярной шапки, связанное с наклоном конуса излучения к оси вращения пульсара, т.е. влияние угла  $\beta$ .
4. Проведено исследование пульсаров с интеримпульсами. В ряде пульсаров  $\beta < 20^\circ$ , и для них можно ожидать не только интеримпульсы, но и межимпульсное излучение и корреляции в поведении интеримпульсов и главных импульсов. В других пульсарах этот угол больше  $60^\circ$ , и при достаточно широком конусе излучения и благоприятной ориентации луча зрения наблюдателя возможно появление интеримпульсов. Таким образом, подтверждается высказанное ранее предположение о двух типах пульсаров с интеримпульсами – соосных и ортогональных.
5. Обнаружено, что возраст пульсаров с интеримпульсами и  $\beta > 60^\circ$  в несколько раз меньше, чем у пульсаров, имеющих интеримпульсы и  $\beta < 30^\circ$ .

6. В результате проведенных исследований сделаны выводы о структуре магнитосферы пульсаров: определены углы, характеризующие эту структуру; оценены уровни генерации излучения на разных частотах; подтверждена дипольность магнитного поля пульсара.

## 1.8 Публикации и личный вклад

Во всех результатах, вынесенных на защиту, вклад автора является существенным. Соискатель совместно с соавтором участвовал в постановке задач и формулировке выводов из проделанной работы.

Результаты вычислений, представленные в таблицах 1-4, 7, 8 и в таблицах Приложений, получены автором самостоятельно. Рисунки 4-7, 10, 12-15, 23, 25 выполнены также автором. Программа для вписывания модельной кривой в наблюдаемые значения позиционного угла линейной поляризации написана соискателем на языке программирования *Python*. Автором совместно с его научным руководителем предложен новый метод вычисления углов между осями в магнитосферах пульсаров на основе системы из трех уравнений. Результаты вычислений для таблиц 6, 9 – 12 и рисунки 8, 9, 16, 18 – 22 выполнены также совместно с соавтором. Рисунки 1 – 3 и 17 заимствованы из монографии [11], рисунок 11 из [34].

Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с научным руководителем.

Изложенные в диссертации результаты опубликованы в работах:

1. E.V.Nikitina, I.F.Malov. Estimations of angles between some axes in radio pulsars from catalog at 1000 MHz // 17th Open Young Scientists' Conference in Astronomy and Space Physics, Kyiv, 2010, Abstracts, p. 25.
2. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. Определение углов 80 радиопульсаров по данным наблюдений на частотах около 1 ГГц // Тезисы докладов XVI ВНКСФ, Волгоград, 2010, с. 379-380.

3. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. Определение углов у радиопульсаров из каталога на частотах около 1 ГГц // Тезисы ВАК-2010, с.99-100.
4. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. Определение углов у 80 радиопульсаров из каталога на частотах около 1 ГГц // НЕА-2010, с. 34-35, 21-24 декабря 2010, Москва.
5. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. Углы между осью вращения и магнитным моментом в 80 радиопульсарах по данным наблюдений на частотах около 1 ГГц // *Астрономический журнал*, 2011, т. 88, с. 22–33.
6. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. О геометрии магнитосферы радиопульсаров // *Астрономический журнал*, 2011, т. 88, с.954-965.
7. E.B.Nikitina, I.F.Malov. Estimations of angles between some axes in radio pulsars from catalog at 1000 MHz // *Advances in Astronomy and Space Physics*. Kyiv, 2011, p. 9-12.
8. E.B.Nikitina, I.F.Malov. On the structure of pulsar magnetosphere // 18th Open Young Scientists' Conf. on Astronomy and Space Physics. Kyiv, 2011, Abstracts, p.38.
9. E.B.Nikitina, I.F.Malov. On the structure of pulsar magnetosphere // 41st Young European Radio Astronomers Conference (YERAC), Manchester, UK, 18-20 July, 2011.
10. I.F.Malov, E.B.Nikitina. On the structure of pulsar magnetosphere // *Physics of Neutron Stars - 2011*, St. Petersburg, 2011, July 11-15, p. 91.
11. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. Распределение областей генерации излучения на разных частотах в магнитосферах пульсаров // *Астрономический журнал*, 2012, т. 89, с.769–777.
12. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. Распределение областей генерации излучения на разных частотах в магнитосферах пульсаров // Тезисы докладов конференции, НЕА-2011, Москва, с.59.

13. I.F.Malov, E.B.Nikitina. On the structure of pulsar magnetospheres // Advances in Astron. Sp. Phys. 2012, v.2, p.28-30.
14. I.F.Malov, E.B.Nikitina. The distribution of areas of radiation generation at the different frequencies in the pulsar magnetospheres // Abstracts of the 19th Open Young Scientists Conf. Kyiv, Abstracts, 2012, p.44-45.
15. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. Ориентация осей в пульсарах и распределение излучающих областей в их магнитосферах // Резюме докладов на конференции Астрономического общества, Москва, 2012, с.33.
16. I.F.Malov, E.B.Nikitina. The distribution of areas of radiation generation at different frequencies in the pulsar magnetospheres // Advances in Astron. Sp. Phys. 2012, v.2, p.125-127.
17. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. Бимодальность радиопульсаров с интеримпульсами // Тезисы докладов конференции НЕА-2012, Москва, с.54-55.
18. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. Структура магнитосфер в радиопульсарах с интеримпульсами. Астрономический журнал, 2013, т.90, №11, с.907-918.
19. И.Ф.Малов, Е.Б.Никитина. Структура магнитосфер в радиопульсарах с интеримпульсами // Тезисы ВАК-2013, С.-П., 2013, с.176.

## 1.9 Апробация работы

Результаты, полученные в диссертации, докладывались на ежегодных научных сессиях АКЦ ФИАН, а также на следующих российских и международных конференциях:

1. 17th Young Scientists Conference on Astronomy and Space Physics (Kyiv, 2010);
2. 17-я Всероссийская конференция студентов-физиков и молодых ученых России (Волгоград, 2010);



3. Всероссийская астрономическая конференция (ВАК-2010) (Специальная астрофизическая обсерватория (САО) Российской академии наук, пос.Нижний Архыз, 2010);
4. Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (Москва, 2010);
5. 18th Young Scientists Conference on Astronomy and Space Physics (Kyiv, 2011);
6. 41st Young European Radio Astronomers Conference (YERAC) (Manchester, UK, 18-20 July, 2011);
7. International Conference «Physics of Neutron Stars - 2011» (July 11-15, 2011, St. Petersburg, Russia);
8. Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (Москва, 2011);
9. 18-я Всероссийская конференция студентов-физиков и молодых ученых России (Красноярск, 2012);
10. 19th Young Scientists Conference on Astronomy and Space Physics (Kyiv, 2012);
11. XI отчетно-перевыборный съезд Международной общественной организации "Астрономическое Общество"и научная конференция "Астрономия в эпоху информационного взрыва: результаты и проблемы"(Москва, 2012)
12. Всероссийская конференция «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра» (Москва, 2012);
13. Всероссийская астрономическая конференция (ВАК-2013) (Санкт-Петербург, 2013);
14. International Conference «Physics of Neutron Stars - 2014» (July 28 - August 1, 2014, St. Petersburg, Russia);
15. 44st Young European Radio Astronomers Conference (YERAC) (Torun, Poland, 8-12 September, 2014).

## 2 ГЛАВА 1. Углы между осью вращения и магнитным моментом в 80 радиопульсарах по данным на частоте около 1 ГГц

Для вычислений в этой главе использованы данные наблюдений, которые выполнены с помощью 64-метрового радиотелескопа в Парксе на частоте около 950 МГц и на телескопе Тасманийского университета диаметром 26 м на частоте 800 МГц [21]. Вычисления углов между различными осями в радиопульсарах проводились с помощью методов, описанных в монографии [11], а также с использованием новых систем уравнений. Основной задачей данного этапа работы была проверка этих методов для достаточно однородной выборки пульсаров.

При проведении вычислений использована стандартная модель магнитосферы пульсара, в которой предполагается, что излучение ограничено конусом открытых силовых линий (см. Рис. 4). В этой модели сферическая тригонометрия позволяет записать уравнение, связывающее углы  $\beta$ ,  $\zeta$  и  $\theta$ :

$$\cos \theta = \cos \beta \cdot \cos \zeta + \sin \beta \cdot \sin \zeta \cdot \cos \phi_p. \quad (12)$$

Здесь  $\beta$  – угол между осью конуса излучения и осью вращения пульсара,  $\zeta$  – угол между лучом зрения наблюдателя и осью вращения пульсара,  $\theta$  – угловой радиус конуса излучения. Входящая в это уравнение величина  $\phi_p$  равна половине наблюдаемой ширины импульса. Уравнение (12) содержит три неизвестные  $\beta$ ,  $\zeta$  и  $\theta$ , поэтому необходимы еще два соотношения между этими параметрами. Еще одно уравнение может быть записано, если известна зависимость позиционного угла линейной поляризации излучения  $\psi$  от долготы  $\phi$  [22]:

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \beta \cdot \sin \phi}{\sin \zeta \cdot \cos \beta - \cos \zeta \cdot \sin \beta \cdot \cos \phi}. \quad (13)$$

Проблема вычисления искомых углов  $\beta$ ,  $\zeta$  и  $\theta$  сводится к поиску третьего, связывающего их уравнения.

## 2.1 Случай прохождения луча зрения через центр конуса излучения

Наиболее простым будет решение в случае прохождения луча зрения через центр конуса излучения. При этом  $\beta = \zeta$ , и уравнение (12) сведется к виду:

$$\cos \theta = \cos^2 \beta + \sin^2 \beta \cdot \cos \phi_p. \quad (14)$$

В работе [23] было предложено использовать статистическое соотношение между эквивалентной шириной наблюдаемого импульса  $W$  и периодом пульсара, определив в этой зависимости нижнюю границу для получения связи  $\theta(P)$ . Уточнение такой схемы, заключающееся в использовании вместо  $W$  ширины профиля по уровню  $10\%(W_{10})$ , т.е., в принятии равенств:

$$\phi_p = \frac{W_{10}}{2} \quad (15)$$

и

$$\theta = \frac{W_{10min}}{2} \quad (16)$$

и, кроме того, в отказе от предположения о малости углов  $\beta$  и  $\zeta$ , привело к выражению [11]:

$$\sin \beta = \frac{\sin \frac{W_{10min}}{4}}{\sin \frac{W_{10}}{4}} \quad (17)$$

Для вычислений были использованы значения  $W_{10}$  из работы [21]. Если авторы давали несколько значений ширины импульса, вычислялось среднее из этих значений. Из рассмотрения были исключены пульсары В 0833-45 с периодом  $P = 89$  мсек и В 1937+21 с периодом 1,6 мсек, которые, по нашим представлениям, описываются другой моделью [11]. Значения исходных параметров пульсаров представлены в таблице 1 (значения  $C$ ,  $D$  и  $n$  определены ниже формулами (20), (24) и (26)).

Таблица 1: Значения исходных параметров пульсаров

№	Пульсар	P (сек)	C	D	n
1	0031-07	0,943		0,9497	
2	0149-16	0,833	1,53	0,9954	3/2
3	0203-40	0,631	12,50	0,9962	3/2
4	0254-53	0,448		0,9962	
5	0403-76	0,545		0,9848	
6	0450-18	0,549		0,9744	
7	0538-75	1,246	15,2	0,9681	4
8	0628-28	1,244	3,4	0,9502	3/2
9	0736-40	0,375	3,14	0,9455	2
10	0740-28	0,167	4,5	0,9884	5/4
11	0743-53	0,215	2,5	0,9613	5/4
12	0808-47	0,547		0,9903	
13	0818-13	1,238	16,5	0,9954	2
14	0834+06	1,274		0,9962	
15	0835-41	0,752	6,97	0,9976	5/4
16	0844-35	1,116		0,9744	
17	0853-33	1,267	11,51	0,9969	2
18	0905-51	0,254	1,39	0,9511	3/2
19	0919+06	0,431	4,47	0,9925	2
20	0932-52	1,445	6,90	0,9945	5/4
21	0940-55	0,665	2,70	0,9659	5/4
22	0950+08	0,253		0,9636	
23	0953-52	0,862		0,9925	
24	0959-54	1,437		0,9981	
25	1054-62	0,422	2,20	0,9588	5/4
26	1055-52	0,197	1,77	0,9681	$\infty$
27	1056-57	1,185	8,50	0,9962	5/4
28	1114-41	0,943		0,9976	

№	Пульсар	P (сек)	C	D	n
29	1133+16	1,188	9,00	0,9954	2
30	1154-62	0,401		0,9816	
31	1221-63	0,216	8,70	0,9925	3/2
32	1240-64	0,389	11,1	0,9950	3/2
33	1323-58	0,478	3,30	0,9763	5/4
34	1323-62	0,530		0,9848	
35	1356-60	0,128	1,70	0,9903	3/2
36	1358-63	0,843	12,20	0,9977	3/2
37	1424-55	0,570	5,00	0,9903	5/4
38	1426-66	0,785		0,9925	5/4
39	1449-64	0,179	5,50	0,9914	5/4
40	1451-68	0,263	3,40	0,9511	3/2
41	1530-53	1,369		0,9909	
42	1556-44	0,257		0,9856	
43	1557-50	0,193	2,00	0,9511	5/4
44	1558-50	0,864		0,9945	2
45	1600-49	0,327		0,9914	
46	1604-00	0,422		0,9903	5/4
47	1641-45	0,455	0,50	0,9205	5/4
48	1641-68	1,786		0,9848	
49	1642-03	0,388	0,15	0,9969	5/4
50	1648-42	0,844	4,25	0,8339	2
51	1700-32	1,212	29,4	0,9914	4
52	1702-19	0,299	6,00	0,9833	3/2
53	1706-16	0,653	9,8	0,9936	3/2
54	1718-32	0,477		0,9925	
55	1727-47	0,830	15	0,9936	2
56	1737-39	0,512	9,00	0,9925	3/2
57	1742-30	0,367		0,9936	

№	Пульсар	P (сек)	C	D	n
58	1747-46	0,742	13,94	0,9954	3/2
59	1749-28	0,563		0,9962	5/4
60	1804-08	0,164		0,9744	
61	1818-04	0,598	10,30	0,9945	3/2
62	1821-19	0,189		0,9969	
63	1822-09	0,769	1,4	0,9890	$\infty$
64	1826-17	0,307		0,9763	
65	1845-01	0,659		0,9816	
66	1845-19	4,309	13,80	0,9969	3/2
67	1857-26	0,612		0,9412	
68	1859+03	0,655	6,00	0,9659	2
69	1900+01	0,729	12,50	0,9962	3/2
70	1911-04	0,826		0,9976	5/4
71	1929+10	0,227	1,50	0,9799	3/2
72	1937-26	0,403		0,9962	5/4
73	1940-12	0,972		0,9969	
74	1944+17	0,441	0,60	0,9483	5/4
75	2043-04	1,547		0,9969	
76	2045-16	1,962	26,5	0,9894	4
77	2048-72	0,341	11,4	0,9441	4
78	2152-31	1,030	13,14	0,9936	2
79	2321-61	2,348	18,00	0,9954	2
80	2327-20	1,644	21,50	0,9969	2

Уравнение нижней границы зависимости  $W_{10}(P)$  можно записать в виде (Рис. 5):

$$W_{10}(P) = 5^{\circ},73 \cdot P^{-0,27}. \quad (18)$$

Для использованной выборки пульсаров значения углов, полученных

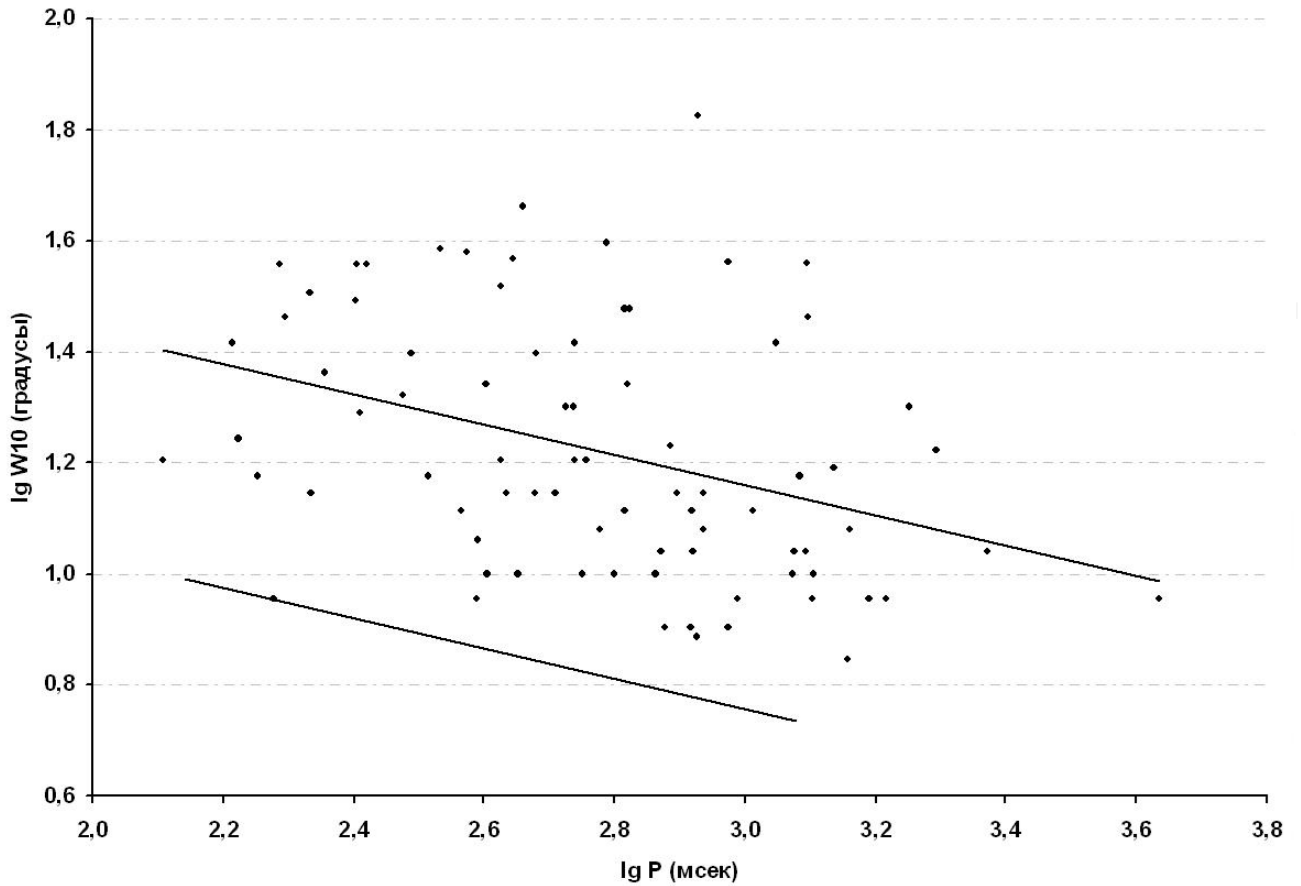
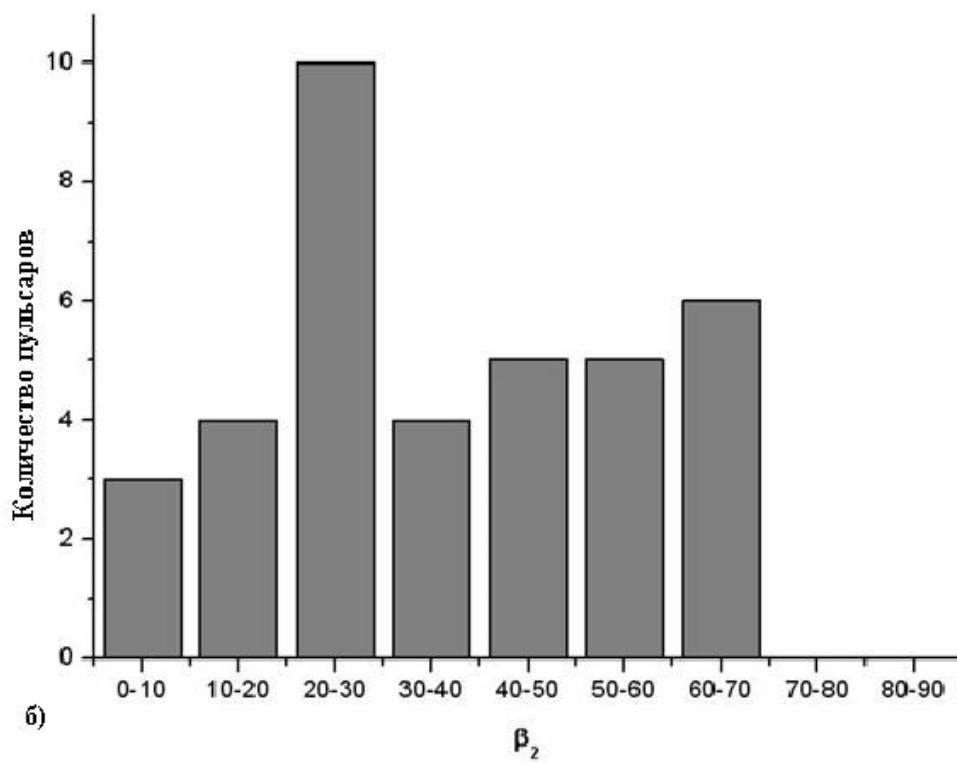
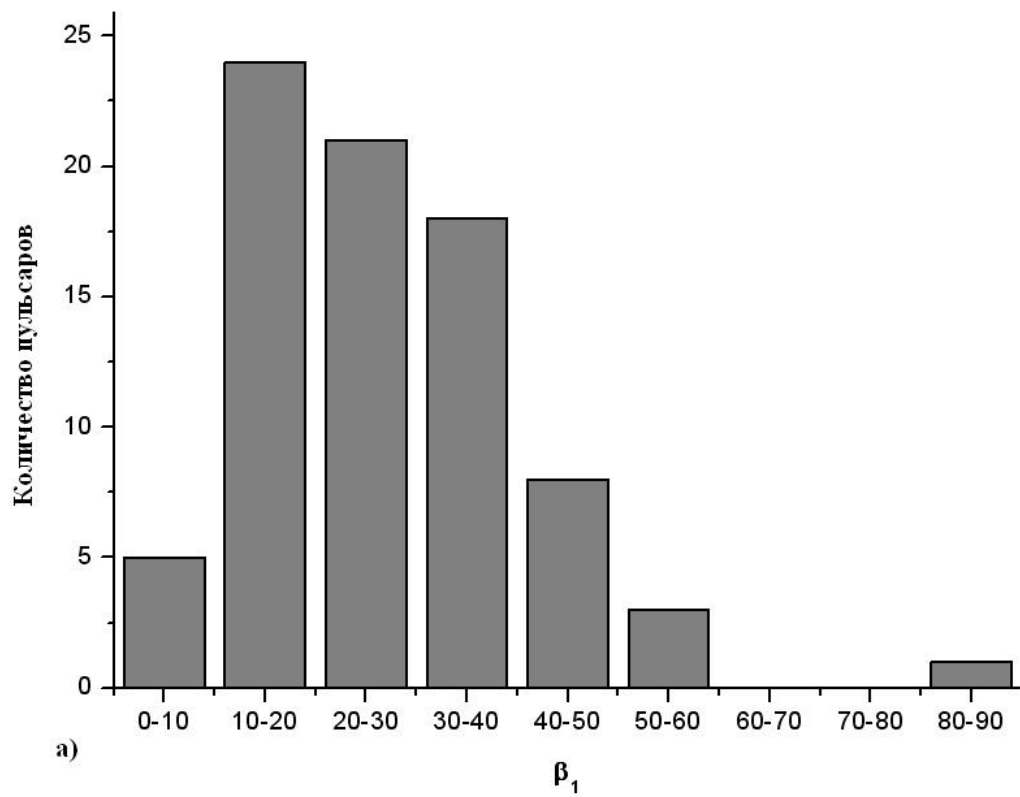


Рис. 5: Зависимость наблюдаемой ширины профиля  $W_{10}$  от периода.

на основе выражения (18) и обозначаемых как  $\beta_1$ , приведены в таблице 2. Вычисленные по формуле (17) положительные значения  $\sin \beta$  могут соответствовать как первому, так и второму квадранту, т.е.  $\beta$  может быть равно  $180^\circ - \beta_1$ . В таблице мы приводим лишь величины углов  $\beta_1 < 90^\circ$ . Распределение полученных значений этих углов представлено на Рис. 6 (а). Среднее значение угла  $\beta_1$  для исследуемой выборки оказывается равным  $\langle \beta_1 \rangle = 27^\circ, 1$ , т.е. довольно малым (среднеквадратичный разброс  $\beta_1$  равен  $13^\circ, 6$ ). Однако, как уже отмечалось в [11], этот результат связан с предположением о том, что наблюдаемая ширина профиля определяется только приближением конуса излучения к оси вращения и не учитывается возможность прохождения луча зрения на значительных расстояниях от центра конуса.





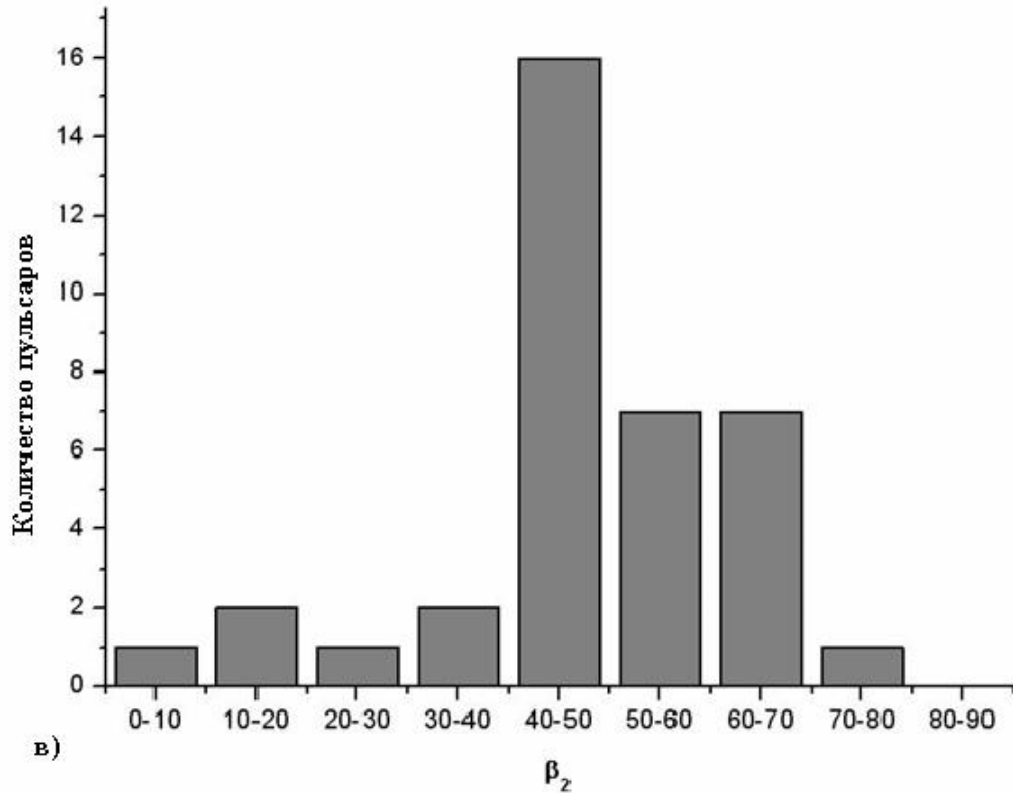


Рис. 6: Распределение углов  $\beta$ : а)  $\beta_1$ ; б)  $\beta_2$  при  $C > 0$ ; в)  $\beta_2$  при  $C < 0$ .

## 2.2 Использование поляризационных данных

Если учесть уравнение (13), то можно отказаться от предположения о прохождении луча зрения через центр конуса излучения и рассмотреть общий случай произвольных значений  $\beta$  и  $\zeta$  [24]. Использование уравнения (13) предполагает, что излучение генерируется достаточно высоко в магнитосфере пульсара на уровне, выше которого распространение излучения не вносит существенных искажений в его поляризационные характеристики. В работе [25] обсуждается роль предельной поляризации в формировании наблюдаемых характеристик радиопульсаров. Проведенные авторами модельные расчеты показывают, что существенные искажения параметров поляризации должны наблюдаться лишь до расстояний порядка 0,1 - 0,2 радиуса светового цилиндра

$$r_{LC} = \frac{cP}{2\pi}, \quad (19)$$

который считается границей магнитосферы. В наиболее развитых моделях и теориях оценки уровней генерации наблюдаемого радиоизлучения соответствуют расстояниям порядка  $10^9$  см (см., например, [26-27]), что для пульсаров с периодом вращения  $P \sim 1$  с составляет более 20% радиуса светового цилиндра. Кроме того, полученные в [25] ожидаемые изменения хода позиционного угла линейной поляризации с частотой для большей части пульсаров, по-видимому, не наблюдаются [28]. Учет эффектов предельной поляризации требует более детальных исследований.

Мы будем в дальнейшем полагать, что наблюдаемый ход позиционного угла характеризует область генерации излучения, т.е., пренебрежем эффектами влияния среды при распространении излучения в магнитосфере.

Наблюдательные данные показывают, что для подавляющего большинства пульсаров ход позиционного угла измеряется только в пределах главного импульса на небольшом участке долгот  $\phi$ . Поэтому можно использовать для вычислений значение максимальной производной позиционного угла по долготе, которое достигается при  $\phi = 0$  и равно

$$C = \left( \frac{d\psi}{d\phi} \right)_{max} = \frac{\sin \beta}{\sin(\zeta - \beta)}. \quad (20)$$

Ширина наблюдаемого профиля (см. уравнение (12)) определяется углом  $\beta$  (видимым уширением импульса при приближении к оси вращения) и угловым расстоянием  $(\zeta - \beta)$ , на котором луч зрения сечет конус излучения. Последний эффект уменьшает наблюдаемую ширину  $\phi_p$ . Вклад каждого из этих эффектов заранее не известен. Мы будем считать их равными (компенсирующими друг друга в среднем), и определим зависимость  $\theta(P)$  прямой, вписанной в массив  $W_{10}(P)$  (Рис. 5) по методу наименьших квадратов:

$$lg\bar{W}_{10} = (1, 16 \pm 0, 03) + (-0, 27 \pm 0, 08) \cdot lgP \text{ (сек)}, \quad (21)$$

при коэффициенте корреляции  $K = -0,37$ , т.е.

$$\bar{\theta} = \frac{\bar{W}_{10}}{2} = 7^\circ, 23 \cdot P^{-0,27}. \quad (22)$$

В рассматриваемой схеме решение задачи сводится к решению уравнения [11]:

$$\begin{aligned} C^2(1 - D^2)y^4 + 2C(1 - D)y^3 + [1 + 2DC^2(1 - D)]y^2 + \\ + 2C(D - B^2)y + D^2C^2 - B^2(1 + C^2) = 0. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь

$$\cos \bar{\theta} = B, \quad \cos \frac{W_{10}}{2} = D, \quad y = \cos \zeta. \quad (24)$$

Найдя из уравнения (23) значение  $y$ , вычислим величину  $\beta$  по формуле [11]:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{C\sqrt{1 - y^2}}{1 + Cy} \quad (25)$$

Исходные значения параметров для решения уравнений (23) и (25) приведены в таблице 1.

Уравнение (23) является уравнением 4-й степени относительно  $y$  и имеет, следовательно, 4 решения, из которых находятся 4 значения  $\beta$ . Однако некоторые решения могут оказаться комплексными и должны быть отброшены. Следует также отметить, что знак производной  $C = (d\psi/d\phi)_{max}$  по наблюдениям только в пределах главного импульса определить нельзя, поскольку не известен знак  $d\phi$

(пульсар может вращаться как по часовой стрелке, так и против нее) и необходимо решать систему уравнений (23) и (25) при  $C > 0$  и  $C < 0$ .

Найденные при этом значения угла  $\beta$ , обозначенные как  $\beta_2$ , приведены в таблице 2, а соответствующие распределения углов представлены на Рис. 6 (б), (в). Среднее значение угла  $\beta_2$  для исследуемой выборки оказывается равным  $\langle \beta_2 \rangle = 36^\circ, 4$  (среднеквадратичный разброс равен  $19^\circ, 2$ ) при положительном значении максимальной производной и  $\langle \beta_2 \rangle = 49^\circ, 1$  (среднеквадратичный разброс равен  $15^\circ, 5$ ) при отрицательном значении. Подчеркнем, что некоторые из решений соответствуют  $y < 0$ , т.е. значениям углов во втором квадранте. В таблице и на Рис. 6 мы приводим только значения углов  $\beta_2 < 90^\circ$ .

Сравнение вычисленных углов  $\beta_1$  и  $\beta_2$  показывает, что для большей части пульсаров  $\beta_2 > \beta_1$ . Этого и следовало ожидать, поскольку учет прохождения луча зрения не по центру конуса излучения должен приводить к увеличению оценки угла  $\beta$ . В случаях, когда  $\beta_2 < \beta_1$ , причиной могут служить неуверенные оценки величины  $C$ .

## 2.3 Определение углов без использования статистических соотношений

В [11] было предложено использовать вид наблюдаемого профиля для записи третьего уравнения, связывающего углы  $\theta$ ,  $\beta$  и  $\zeta$  и отказаться от статистических зависимостей (18) или (22). В этом случае исследуемая система уравнений принимает вид:

$$\begin{aligned} \sin \beta &= C \sin(\zeta - \beta), \\ \cos \theta &= \cos \zeta \cos \beta + D \sin \beta \sin \zeta, \\ \theta &= n(\zeta - \beta) \end{aligned} \tag{26}$$

где  $n$  – отношение полуширины конуса излучения к угловому расстоянию, на котором луч зрения сечет этот конус. Рассмотренному в разделе 2.1 случаю прохождения луча зрения через центр конуса соответствует  $n = \infty$ , импульс состоит из двух компонентов с уменьшением интенсивности в центре профиля до нулевого значения. Если луч зрения проходит близко к краю конуса, величина  $n$  становится близкой к единице. В таблице 1 приведены значения  $n$  для пульсаров использованной выборки. Следует отметить, что выбор этих значений в значительной мере произволен. Он определяется формой профиля (наличием одного или двух компонентов, глубиной минимума в двухкомпонентном профиле), неизвестными нам радиусами внутреннего и внешнего колец в полем конусе и другими факторами. Здесь мы для иллюстрации работы метода использовали дискретные значения  $n = 5/4, 3/2, 2$  и  $4$ . В этих случаях использование тригонометрических преобразований системы (26) приводит к следующим уравнениям для определения  $y = \cos \zeta$ :

$$n = 5/4:$$

$$\left( 1 + \frac{2(C+y)}{\sqrt{C^2+2Cy+1}} - \sqrt{2 \left( 1 + \frac{C+y}{\sqrt{C^2+2Cy+1}} \right)} \right) \times \quad (27)$$

$$\times \sqrt{\frac{1 + \sqrt{\frac{1 + \frac{C+y}{\sqrt{C^2+2Cy+1}}}{2}}}{2}} - \frac{Cy^2(1-D)+y+CD}{\sqrt{C^2+2Cy+1}} = 0,$$

$$n = 3/2:$$

$$[2(y + C) - \sqrt{C^2 + 2Cy + 1}] \sqrt{\frac{1 + \frac{C+y}{\sqrt{C^2+2Cy+1}}}{2}} - \quad (28)$$

$$-Cy^2(1 - D) - y - CD = 0,$$

$n = 2$ :

$$\begin{aligned}
& 2C^3(1 - D)^2y^5 + [C^4(1 - D)^2 + C^2(D^2 - 6D + 5) - 4]y^4 + \\
& + 2C[C^2(1 + D - 2D^2) - 2 - D]y^3 + [2DC^4(1 - D) - \\
& - C^2(2D^2 - 6D + 7) + 5]y^2 + 2C[C^2D^2 + D(1 + C^2) - \\
& - 2(C^2 - 1)]y + C^2D^2(1 + C^2) - (C^2 - 1)^2 = 0,
\end{aligned} \tag{29}$$

$n = 4$ :

$$\begin{aligned}
& (CD + y + Cy^2(1 - D))\sqrt{(C^2 + 2Cy + 1)^3 - 8y^4 - 16Cy^3 -} \\
& - 4(3C^2 - 2)y^2 - 4C(C^2 - 3)y - C^4 + 6C^2 - 1 = 0.
\end{aligned} \tag{30}$$

После решения уравнений (27)-(30) относительно  $y$  используем формулу (25) для вычисления  $\beta$ . Соответствующие значения  $\beta$  (обозначенные как  $\beta_3$ ) приведены в последнем столбце таблицы 2. Для ряда пульсаров решения не существует. Это значит, что в рамках использованной модели принятое значение  $n$  неверно. В ряде случаев причиной отсутствия решения могут быть также неуверенные оценки  $C$  и неверные значения  $D$ , что вызвано, в частности, неучетом эффекта рассеяния. Одним из примеров таких объектов служит пульсар PSR B1641-45 с затянутым правым хвостом в наблюдаемом импульсе [21].

На Рис. 7 представлены распределения углов  $\beta_3$  для  $C > 0$  и  $C < 0$ .

Средние значения вычисленных углов равны:

$\langle \beta_3 \rangle = 54^\circ, 5$  при  $C > 0$  (среднеквадратичный разброс равен  $12^\circ, 9$ ),

$\langle \beta_3 \rangle = 68^\circ, 7$  при  $C < 0$  (среднеквадратичный разброс равен  $19^\circ, 4$ ).

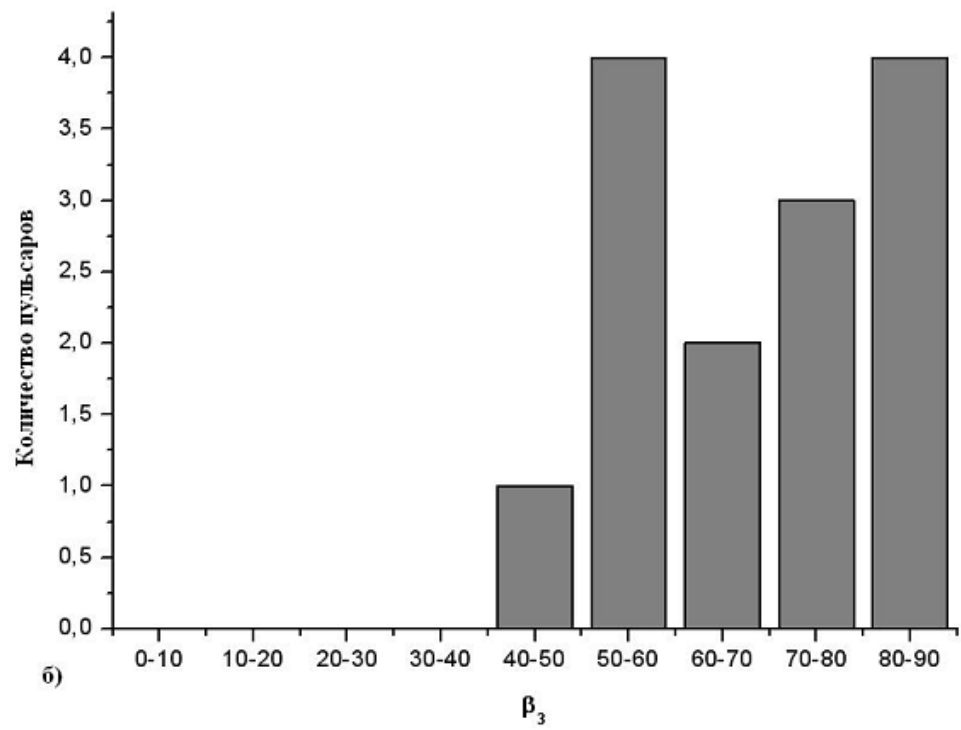
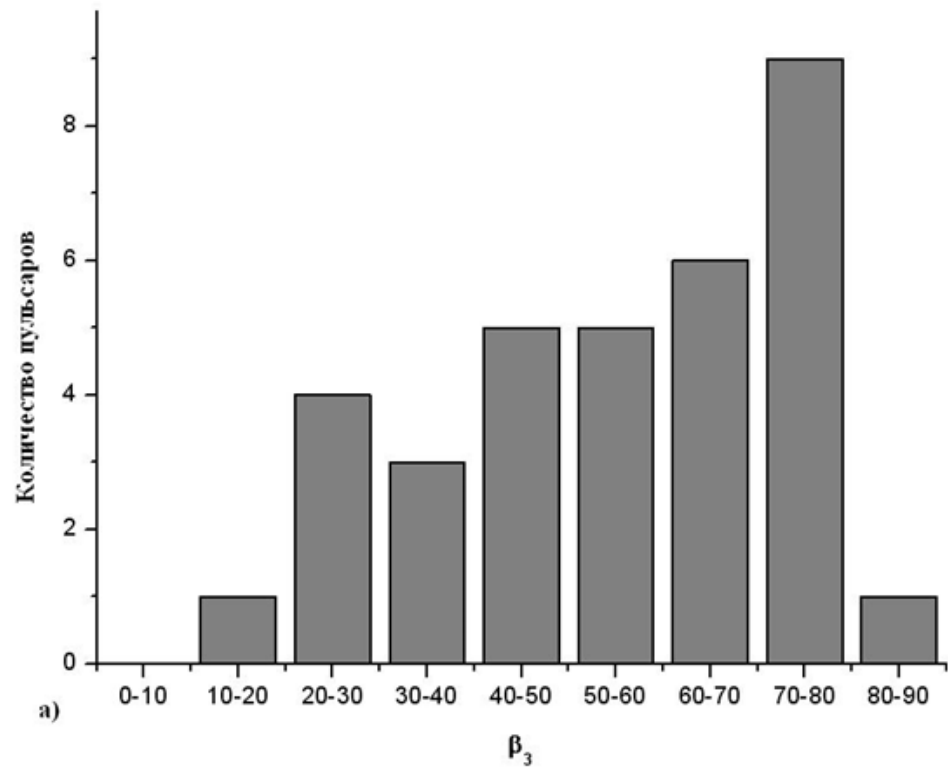


Рис. 7: Распределение углов  $\beta_3$ : а)  $\beta_3$  при  $C > 0$ ; б)  $\beta_3$  при  $C < 0$ .

Соотношение (20), записанное в виде:

$$\sin \beta = C \sin (\zeta - \beta), \quad (31)$$

дает возможность предсказать величину угла  $\beta$  по измеренному значению  $C$ . Следует ожидать, что малым  $C$  будет соответствовать малое  $\beta$ , а крутые наклоны позиционного угла должны наблюдаться у ротаторов, близких к ортогональным.

Таблица 2: Вычисленные значения углов  $\beta$

№	$\beta_1$	$\beta_2$		$\beta_3$		$\zeta_3,$ C>0	$\theta_3,$ C>0
		C>0	C<0	C<0	C>0		
1	9,2						
2	33,2	12,3	25,7	63,96			
3	40,4				46,38	50,33	5,03
4	45,4						
5	19,7						
6	15,0						
7	10,8	40,7	45,9		50,12	53,01	11,57
8	8,6	26,7	47,0		64,53	79,93	23,10
9	11,4	28,2	49,5				
10	32,1	48,8	56,9		24,20	29,42	6,53
11	15,8	26,7	48,8	53,27	54,43	73,42	23,73
12	24,9						
13	29,5			76,31	70,58	73,85	6,55
14	32,5						
15	50,7	58,1	61,0				
16	12,4						
17	36,7			59,00	47,37	51,03	7,32
18	13,4	16,3	60,5	53,86			
19	30,9	39,4	47,0	66,08	31,90	38,69	13,59
20	25,6	42,1	48,2		55,07	61,89	8,52



№	$\beta_1$	$\beta_2$		$\beta_3$		$\zeta_3,$ C>0	$\theta_3,$ C>0
		C>0	C<0	C<0	C>0		
21	12,3	24,3	45,6	59,38	58,05	76,36	22,89
22	15,6						
23	25,2						
24	47,9						
25	12,7	22,2	48,1	45,79	15,54	23,08	16,92
26	17,9	20,7	48,2				
27	33,2	55,4	59,5	74,04			
28	46,7						
29	29,8	55,3	59,8		45,00	49,50	9,00
30	19,5						
31	38,2				27,00	29,99	4,49
32	40,0				77,89	82,94	7,58
33	16,3	28,9	45,0		63,16	78,85	19,61
34	19,9						
35	38,6	21,9	36,3	83,03			
36	51,2				20,05	21,66	2,42
37	24,6	39,1	47,7		33,15	39,43	7,85
38	25,9						
39	37,4	62,1	67,5		69,72	79,54	12,27
40	13,2	30,8	49,9		60,74	75,61	22,30
41	19,9						
42	25,1						
43	14,4	23,0	51,7		22,35	33,31	13,70
44	29,8						
45	31,1						
46	26,9						
47	8,9	5,3	11,3				
48	14,2						
49	55,3	2,0					

№	$\beta_1$	$\beta_2$		$\beta_3$		$\zeta_3,$ C>0	$\theta_3,$ C>0
		C>0	C<0	C<0	C>0		
50	5,2	28,8	48,0				
51	21,3	63,5	65,7		75,87	77,76	7,56
52	22,2	46,3	55,3		71,18	80,26	13,62
53	29,6	66,9	71,1		77,30	83,02	8,57
54	30,0						
55	27,6				50,11	53,04	5,86
56	29,4	65,1	69,7		71,58	77,63	9,08
57	35,3						
58	34,4						
59	42,0						
60	21,1						
61	33,3				40,85	44,50	5,46
62	86,3						
63	21,2	12,1	37,9				
64	18,4						
65	17,0						
66	25,4	54,3	57,8		34,61	36,97	3,53
67	9,6						
68	12,4	36,0	47,9	81,45	65,55	77,70	16,29
69	38,6				46,98	50,33	5,03
70	48,9						
71	21,9	17,1	45,1				
72	47,1						
73	39,9						
74	11,2	6,3	15,9				
75	34,5						
76	16,6	50,7	53,5		79,73	81,85	8,51
77	11,5	40,7	47,6		71,30	76,07	19,06
78	25,9	65,7	69,5	72,75	65,12	69,08	7,92

№	$\beta_1$	$\beta_2$		$\beta_3$		$\zeta_3$ , C>0	$\theta_3$ , C>0
		C>0	C<0	C<0	C>0		
79	24,4	64,7	67,7	89,54	84,75	87,92	6,34
80	33,8			83,56	79,46	82,01	5,09

Вычисленные значения  $\beta_2$  и  $\beta_3$  действительно показывают ожидаемую тенденцию (Рис. 8-9). Если вписывать в зависимость  $\beta_2(C)$  линейное приближение, то соответствующее соотношение имеет вид:

$$\lg\beta_2 (\text{град}) = (1,06 \pm 0,04) + (0,67 \pm 0,05) \lg C, \quad K = 0,92. \quad (32)$$

Еще лучше массив точек представляется квадратичной зависимостью (Рис. 8):

$$\lg\beta_2 (\text{град}) = (1,07 \pm 0,02) + (0,96 \pm 0,04) \lg C - (0,32 \pm 0,04) (\lg C)^2. \quad (33)$$

Соответствующее линейное представление для  $\beta_3(C)$  имеет вид (Рис. 9):

$$\beta_3 (\text{град}) = (41,58 \pm 5,62) + (1,27 \pm 0,46) C, \quad K = 0,44. \quad (34)$$

В таблице 2 приведены также значения  $\zeta_3$  и  $\theta_3$ , вычисленные из системы уравнений (26) с учетом соотношений (27)-(30) для разных значений  $n$ . Было интересно построить зависимость  $\theta_3(P)$  и сравнить ее с эмпирическим соотношением (21). На Рис. 10 приведена диаграмма, построенная по данным таблицы 2. Оказалось, что наклоны соответствующих прямых, вписанных методом наименьших квадратов в массив использованных точек, с точностью до ошибок равны. С точностью до  $2\sigma$  совпадают и коэффициенты в соотношении  $\theta_3(P)$ . Действительно, уравнение прямой на рисунке 10 имеет вид:

$$\lg\theta_3 (\text{град}) = (1,78 \pm 0,34) + (-0,29 \pm 0,12) \lg P (\text{сек}), \quad K = -0,40. \quad (35)$$

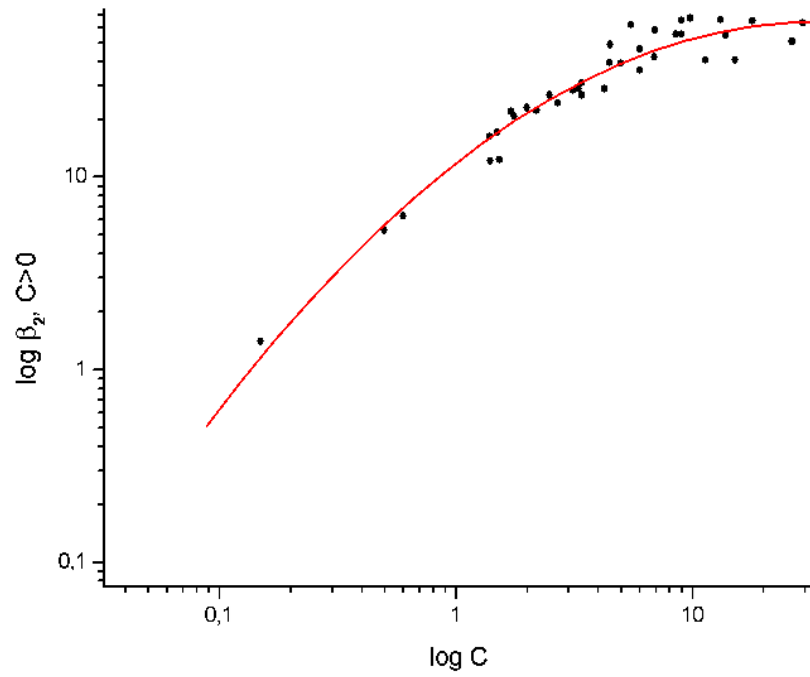


Рис. 8: Зависимость  $\beta_2$  от  $C$  для  $C > 0$  с вписанным параболическим приближением.

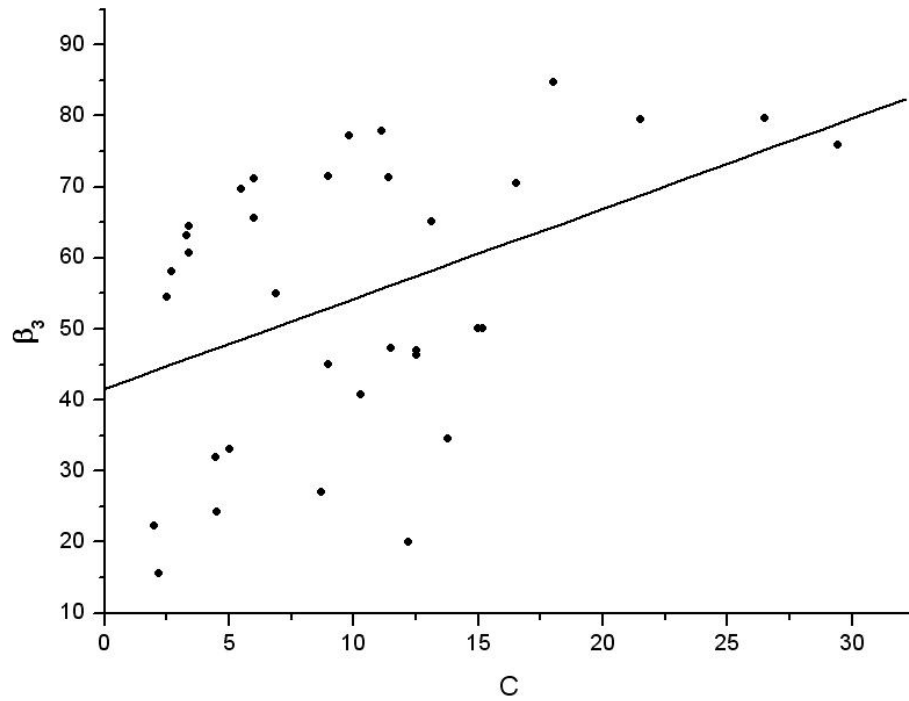


Рис. 9: Зависимость угла  $\beta_3$  от величины  $C$  для  $C > 0$ .

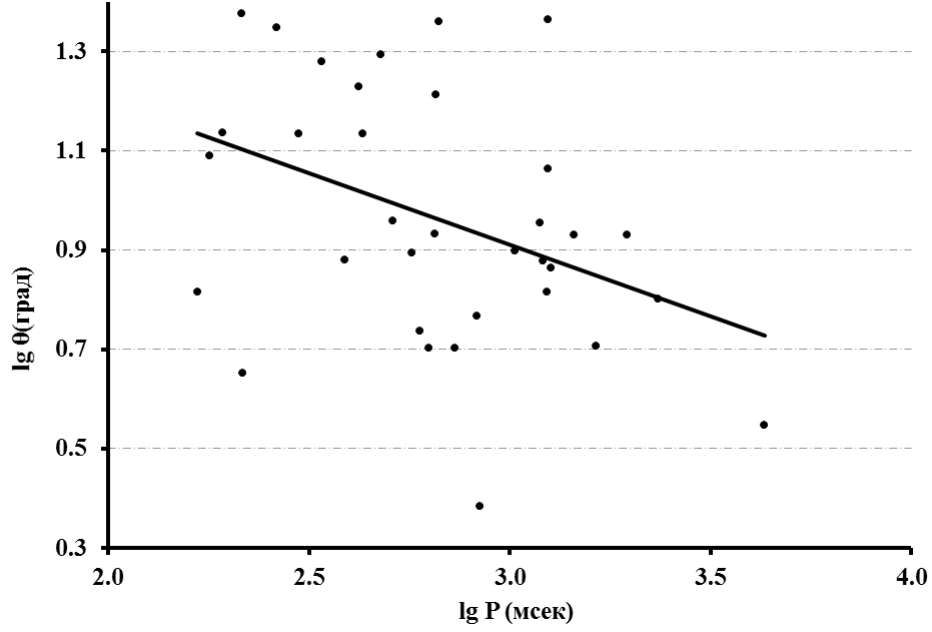


Рис. 10: Зависимость вычисленной полуширины конуса излучения от периода пульсара.

## 2.4 Пульсары с малым значением $C$

Выражение (31) позволяет оценить величину угла  $\beta$  по значению  $\theta$  из таблицы 2 с использованием соотношения (35). Поскольку  $(\zeta - \beta) < \theta$  всегда, то

$$\sin \beta < C \sin \theta. \quad (36)$$

В случае больших значений  $C$  ( $C > 10$ ) это неравенство малоинформативно, поскольку для большей части объектов оно дает  $\sin \beta < 1$ . Однако при малых величинах производной  $C$  ( $C \leq 1,5$ ) из (36) можно получить максимальное значение угла  $\beta$ . В таблице 3 приведены результаты подобных оценок для пульсаров использованной выборки.

Сравнение полученных оценок  $\beta_{max}$  с вычисленными значениями  $\beta_1$  и  $\beta_2$  (для  $C > 0$ ) из таблицы 2 показывает хорошее согласие между этими величинами.

Что касается углов  $\beta_2$ , вычисленных при  $C < 0$ , то они систематически выше, чем  $\beta_{max}$ . Это можно объяснить меньшим абсолютным значением знаменателя в формуле (25) для определения  $\beta$  при  $C < 0$ .

Таблица 3: Оценки углов  $\beta$  для пульсаров с малым  $C$

№	$C$	$P$ (мсек)	$\theta^\circ$	$\beta_{max}^\circ$
18	1,39	0,25	12,1	16,94
47	0,5	0,46	10,21	5,08
49	0,15	0,39	10,7	1,6
63	1,4	0,77	8,77	12,32
71	1,5	0,23	12,5	18,94
74	0,6	0,44	10,3	6,16

## 2.5 Пульсары с интеримпульсами

В исследуемой выборке у трех пульсаров (PSR B1055-52, PSR 1702-19 и PSR 1822-09) наблюдаются интеримпульсы, и вычисление углов  $\beta$  для этих объектов имеет особое значение, поскольку почти полностью определяет геометрию их магнитосферы. В работе [21] авторы попытались вписать зависимость  $\psi(\phi)$ , задаваемую формулой (13), в наблюдаемый ход позиционного угла в главном импульсе и интеримпульсе для PSR B1055-52 и PSR 1702-19. Полученная при этом оценка угла  $\beta$  для PSR B1702-19 ( $71^\circ$ ) неплохо согласуется как с оценками значений  $\beta$ , приведенными в работах [29] ( $85^\circ$ ) и [30] ( $80^\circ$ ), также вычисленными на основе вписывания зависимости (13) в наблюдаемые данные по всему периоду, так и с определенной в настоящей работе величиной  $\beta_3 = 71^\circ$ . Следовательно этот объект близок к ортогональному ротатору, в котором видны оба полюса, а расстояние между главным импульсом и интеримпульсом составляет  $180^\circ$ . Для пульсара PSR B1822-09 в [21] приводится только ход позиционного угла в главном импульсе, и нет возможности получить полную кривую  $\psi(\phi)$ . Однако низкое значение производной  $C$  свидетельствует о малом угле  $\beta$ , что подтверждается

полученными нами оценками  $\beta_1, \beta_2$  ( $C > 0$ ) и  $\beta_{max}$  (таблицы 1 и 3). Таким образом, этот источник может рассматриваться как пульсар, близкий к соосному, т.е. все его наблюдаемое излучение (в том числе и интеримпульс) испускается из одного полюса. В пользу такого вывода свидетельствуют также заметная корреляция в интенсивности излучения в главном импульсе (MP) и интеримпульсе (IP), сложная структура MP и IP и отличие расстояния между MP и IP от  $180^\circ$  (среднее значение этого расстояния превышает  $190^\circ$ ) [30]. Ранее в работе [31] было показано, что модель почти соосного ротатора позволяет объяснить многие особенности излучения этого пульсара.

Что касается пульсара PSR B1055-52, то для него в работе [21] проведенное авторами вписывание кривой  $\psi(\phi)$  в наблюдаемый ход позиционного угла привело к значению  $\beta > 70^\circ$  и угловому расстоянию луча зрения относительно центра конуса излучения  $\zeta - \beta = 33^\circ$ . Нам такой результат представляется ошибочным по следующим соображениям. Прежде всего, наблюдаемый главный импульс показывает уменьшение интенсивности в центре практически до нуля, что говорит о прохождении луча зрения очень близко к центру конуса излучения, т.е. для этого пульсара  $\zeta - \beta \ll \theta$ . В этом случае размер конуса излучения должен быть по крайней мере вдвое больше.

В обычной модели полярной шапки и дипольного магнитного поля, которой пользуются и авторы работы [21], полуширина конуса открытых силовых линий равна для соосного ротатора [11]:

$$\theta \text{ (рад)} \approx \left( \frac{r}{r_{LC}} \right)^{1/2} = \left( \frac{2\pi r}{cP} \right)^{1/2}, \quad (37)$$

что предполагает генерацию излучения на частоте 1 ГГц на расстояниях порядка радиуса светового цилиндра. Мы полагаем, что ближе к реальному значению  $\theta$  оценка из статистического соотношения (35), равная  $13^\circ$ . В пользу близости объекта к соосности свидетельствует, как и в случае PSR B1822-09, корреляция изменений интенсивностей главного импульса и интеримпульса [32] и расстояние между MP и IP, заметно меньшее  $180^\circ$ . Более детальный анализ геометрии пульсаров с интеримпульсами будет дан в Главе 4.

## 2.6 ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1

1. Для выборки пульсаров из работы [21] в предположении о прохождении луча зрения через центр конуса излучения вычислены значения углов  $\beta_1$  между осью вращения и магнитным моментом исследуемых объектов. Максимум распределения этих углов для 80 источников оказывается смещенным в сторону малых значений при средней величине  $\langle \beta_1 \rangle = 27^\circ, 1$ . Такой результат вполне ожидаем, поскольку при соответствующих оценках считалось, что наблюдаемая ширина импульса связана только с приближением конуса излучения к оси вращения пульсара. Значения  $\beta_1$  можно рассматривать как нижние пределы реального угла  $\beta$ . Для очень большого числа пульсаров (для всех объектов, у которых получен хороший профиль импульса) этот метод оценки угла  $\beta$  может оказаться единственно возможным.
2. Использование данных о максимальной производной  $C$  позиционного угла линейной поляризации позволяет сделать оценки угла  $\beta_2$ , которые, значительно лучше описывают истинный наклон осей в пульсарах, чем  $\beta_1$ . Распределение углов  $\beta_2$  для 37 объектов получается более равномерным, чем для  $\beta_1$ , при среднем значении  $\langle \beta_2 \rangle = 36^\circ, 4$  для  $C > 0$  и  $\langle \beta_2 \rangle = 49^\circ, 1$  для  $C < 0$ . В большинстве случаев, когда вычислены и  $\beta_1$ , и  $\beta_2$ , оказалось  $\beta_2 > \beta_1$ .
3. Наблюдаемая форма профиля импульса позволяет сделать оценку относительного углового расстояния от центра конуса излучения  $(\zeta - \beta)/\theta$ , на котором проходит луч зрения наблюдателя. Были выбраны дискретные значения этой величины (0, 1/4, 1/2, 2/3 и 4/5). Для каждого из этих значений выведены соответствующие уравнения, определяющие величину  $y = \cos \zeta$ , и получены решения этих уравнений. Затем с использованием соотношения (25) вычислены углы  $\beta_3$  для 34 пульсаров. Их распределение смещено в сторону высоких значений угла при средних значениях  $\langle \beta_3 \rangle = 54^\circ, 5$  для  $C > 0$  и  $\langle \beta_3 \rangle = 68^\circ, 7$  для  $C < 0$ .



4. Для 6 пульсаров с малым значением  $C$  ( $C \leq 1, 5$ ) проведены оценки угла  $\beta$  на основе соотношения (36). Все эти объекты могут быть отнесены к ротаторам, близким к соосным ( $\beta < 20^\circ$ ).
5. Приведены оценки углов  $\beta$  для трех пульсаров с интеримпульсами (PSR B1055-52, PSR 1702-19 и PSR 1822-09). С учетом данных о ряде наблюдательных особенностей этих объектов можно сделать вывод о том, что PSR B1055-52 и PSR 1822-09 принадлежат к классу соосных ротаторов, а PSR B1702-19 – представитель группы ортогональных ротаторов.
6. Пульсары с  $\beta \leq 10^\circ$  относятся к классу объектов, у которых может наблюдаться интеримпульс (вообще говоря, на произвольных расстояниях от главного импульса) и заметное межимпульсное излучение (на всех долготах или в отдельных межимпульсных компонентах). К таким источникам из нашей выборки могут быть отнесены PSR B1641-45, PSR 1642-03 и PSR 1944+17. С другой стороны, пульсары с  $\beta > 80^\circ$  могут принадлежать к ортогональным ротаторам с возможным интеримпульсом на расстоянии  $180^\circ$  от главного импульса. Претендентом в такие объекты может быть PSR B2321-61. Подтверждение полученных значений углов  $\beta$  для указанных объектов и поиск излучения вне главного импульса представляются важными для понимания физики пульсаров задачами дальнейших исследований.
7. Важнейшими для выбора модели магнитосферы и определения путей эволюции пульсаров следует считать анализ изменения углов наклона осей со временем. Нами были предприняты попытки на основе полученных значений  $\beta$  оценить их зависимость от возраста пульсара. Для этого были использованы характеристический возраст  $\tau = \frac{P}{2dP/dt}$ , светимость  $L$  пульсара (в предположении, что чем меньше светимость, тем объект старше) и  $z$ -координата (более старые пульсары должны быть дальше от плоскости Галактики). Для использованной выборки не найдено значимых корреляций  $\beta(\tau)$ ,  $\beta(L)$  и  $\beta(z)$ .

### **3 ГЛАВА 2. Углы между осью вращения и магнитным моментом нескольких сотен пульсаров по данным на 10 и 20 см**

В этой главе для проведения исследования мы использовали данные наблюдений, выполненные на длинах волн 10 и 20 см [33]. Вычисления углов между различными осями в радиопульсарах проводились с помощью методов, описанных в монографии [11], а также с использованием систем уравнений (см. Гл.1 2.1). Основной задачей данного этапа работы была проверка этих методов для значительно большей выборки пульсаров.

#### **3.1 Случай прохождения луча зрения через центр конуса излучения**

При проведении вычислений угла  $\beta$  в случае прохождения луча зрения через центр конуса излучения (см. Гл.1, 2.1) нами было отобрано 283 пульсара, наблюдения которых проведены на 20 см, и 132 пульсара, которые наблюдались на 10 см. Анализировались пульсары только с монотонным ходом позиционного угла. Использована стандартная модель магнитосферы пульсара, в которой предполагается, что излучение ограничено конусом открытых силовых линий (Рис. 11).

Проведенные вычисления выполнены на основе уравнений (12) – (17). В случае, если авторы указывали несколько значений ширины импульса  $W_{10}$ , вычислялось среднее из этих значений. Из рассмотрения были исключены пульсары с периодом  $P < 0,1$  с. Также были исключены пульсары с интеримпульсами и признаками рассеяния излучения.

Рассмотрим две выборки: первая включает пульсары из [33], параметры которых измерены на волне 10 см — далее (1); вторая — пульсары из [33] с параметрами, измеренными на 20 см — далее (2).

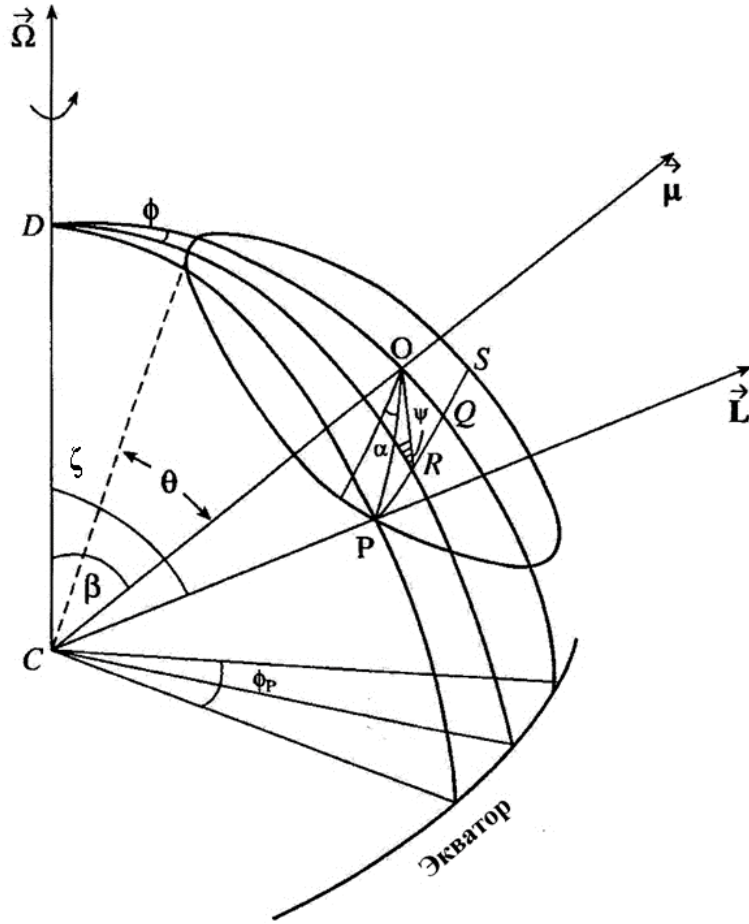


Рис. 11: Геометрия конуса излучения в модели полярной шапки [34].

Уравнения нижних границ эмпирической зависимости  $W_{10}(P)$  для выборок пульсаров имеют вид (Рис. 12):

$$\lg W_{10} = (0,51 \pm 0,05) + (-0,25 \pm 0,09) \lg P \quad (38)$$

$$\lg W_{10} = (0,50 \pm 0,03) + (-0,24 \pm 0,05) \lg P$$

для (1) и для (2).

Вычисленные данным способом углы, обозначены как  $\beta_1$ . Для использованной выборки пульсаров значения углов, полученных на основе выражения (38) приведены в таблице 4. Так как положительные значения  $\sin \beta$  могут соответствовать и первому, и второму квадранту, то  $\beta$  может быть равно  $180^\circ - \beta_1$ .

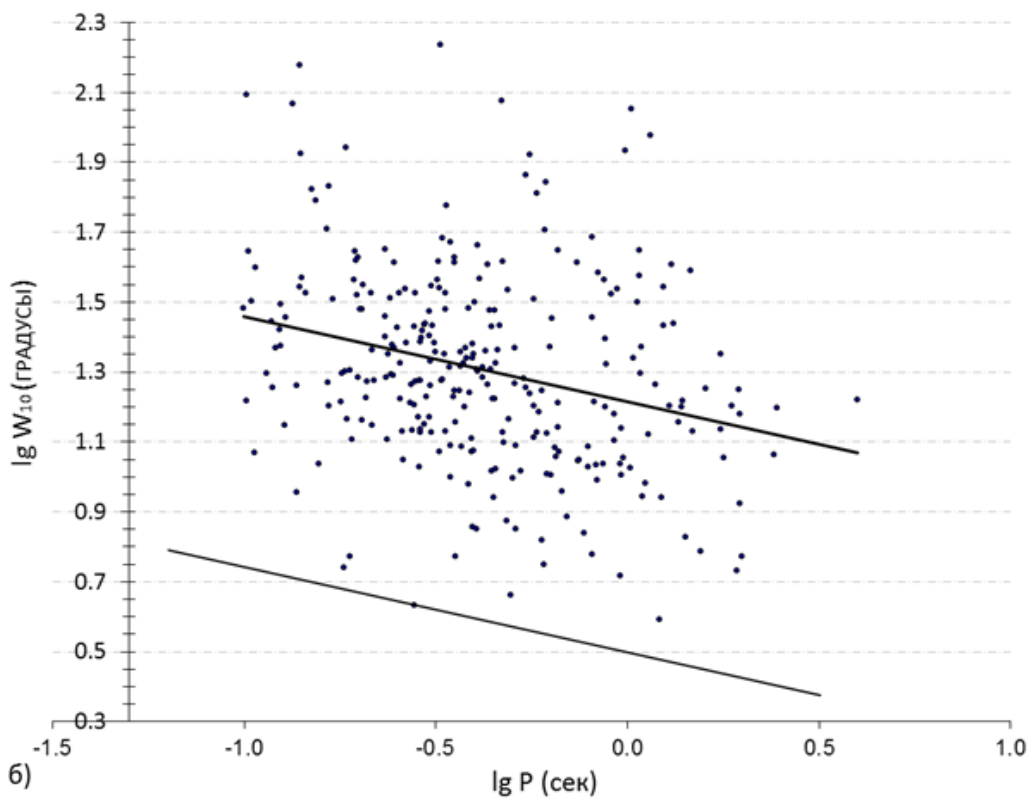
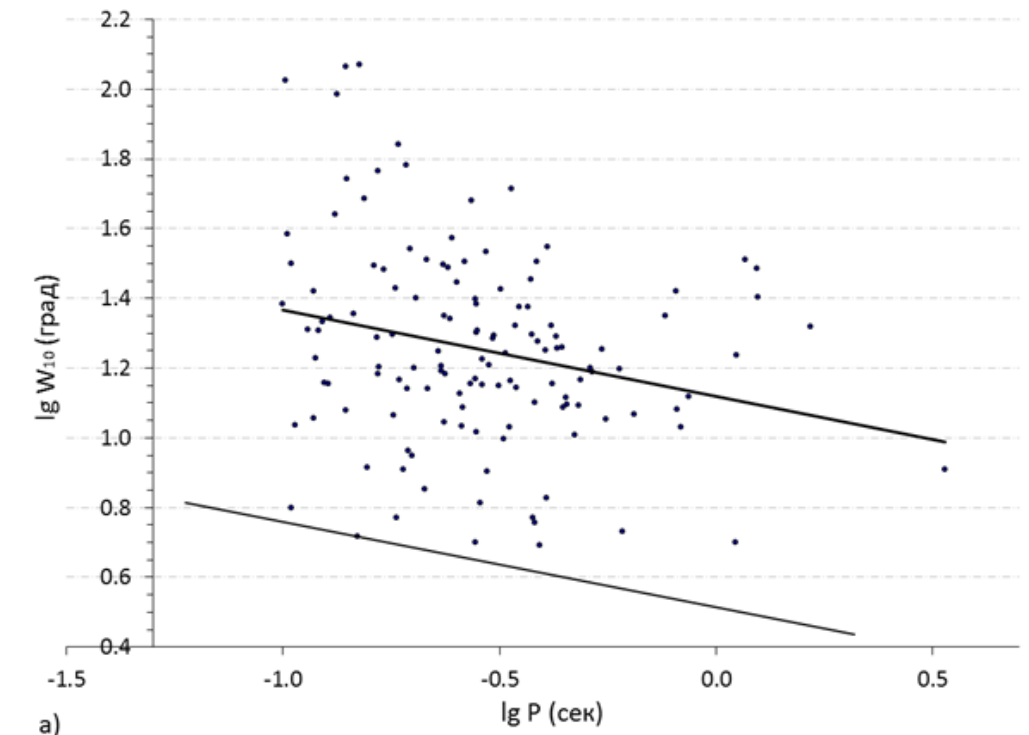


Рис. 12: Зависимость наблюдаемой ширины профиля  $W_{10}$  от периода пульсара  $P$ : а) для (1); б) для (2).

Таблица 4: Вычисленные значения углов  $\beta_1$ 

№	Пульсар	P (сек)	$\beta_1$ 10 см	$\beta_1$ 20 см	№	Пульсар	P (сек)	$\beta_1$ 10 см	$\beta_1$ 20 см
1	J0031-0721	0,943		5,4	35	J0745-5353	0,215	8,4	7,9
2	J0051+0423	0,355		5,5	36	J0749-4247	1,095		20,6
3	J0108-1431	0,808	7,5	6,7	37	J0820-3921	1,074		4,0
4	J0134-2937	0,137		16,3	38	J0821-3824	0,125		9,6
5	J0151-0635	1,465		4,3	39	J0821-4221	0,397		10,1
6	J0152-1637	0,833		19,7	40	J0834-4159	0,121	15,6	13,0
7	J0206-4028	0,631		20,5	41	J0838-2621	0,309		6,9
8	J0211-8159	1,077		4,8	42	J0843-5022	0,209		14,3
9	J0255-5304	0,448		26,2	43	J0849-6322	0,368		10,2
10	J0304+1932	1,388		10,7	44	J0856-6137	0,963		13,4
11	J0401-7608	0,545	12,1	11,7	45	J0857-4424	0,327	14,1	12,7
12	J0448-2749	0,450		13,3	46	J0901-4624	0,442	12,6	8,2
13	J0450-1248	0,438		7,4	47	J0902-6325	0,660		12,4
14	J0459-0210	1,133		13,5	48	J0905-4536	0,988		2,2
15	J0520-2553	0,242		13,1	49	J0905-5127	0,346	17,6	19,4
16	J0525+1115	0,354		13,3	50	J0907-5157	0,254		7,5
17	J0533+0402	0,963		18,4	51	J0908-4913	0,107	31,1	27,6
18	J0536-7543	1,246	7,0	6,4	52	J0924-5302	0,746		17,8
19	J0540-7125	1,286		10,8	53	J0924-5814	0,740		4,8
20	J0543+2329	0,246		11,0	54	J0932-3217	1,932		30,0
21	J0601-0527	0,396		10,5	55	J0934-4154	0,570		13,2
22	J0614+2229	0,335	16,9	17,7	56	J0941-5244	0,659		14,6
23	J0624-0424	1,039		8,2	57	J0942-5657	0,808		33,7
24	J0630-2834	1,244	5,8	5,0	58	J0954-5430	0,473	22,4	16,4
25	J0631+1036	0,288		10,1	59	J1003-4747	0,307	12,7	11,3
26	J0636-4549	1,985		27,0	60	J1015-5719	0,140	2,7	2,1
27	J0656-2228	1,225		20,3	61	J1016-5345	0,770		29,2
28	J0656-5449	0,183		13,8	62	J1016-5857	0,107		7,9
29	J0659+1414	0,385	7,4	7,6	63	J1017-5621	0,503		22,1
30	J0709-5923	0,485		30,1	64	J1019-5749	0,162	9,4	
31	J0719-2545	0,975		16,4	65	J1020-6026	0,140	5,5	3,5
32	J0729-1448	0,252	9,4	9,5	66	J1032-5911	0,464		8,1
33	J0729-1836	0,510		11,6	67	J1034-3224	1,151		1,9

№	Пульсар	P (сек)	$\beta_1$ 10 см	$\beta_1$ 20 см	№	Пульсар	P (сек)	$\beta_1$ 10 см	$\beta_1$ 20 см
34	J0742-2822	0,167	18,4	17,8	68	J1036-4926	0,510		17,6
69	J1038-5831	0,662		17,2	104	J1244-5053	0,275		18,5
70	J1043-6116	0,289	18,1	18,6	105	J1248-6344	0,198		6,3
71	J1046-5813	0,369		19,2	106	J1253-5820	0,255		15,2
72	J1047-3032	0,330		5,0	107	J1301-6305	0,185	4,1	3,2
73	J1047-6709	0,198		14,1	108	J1305-6455	0,572		6,4
74	J1048-5832	0,124	14,6	11,4	109	J1305-6203	0,428	11,8	9,8
75	J1052-5954	0,181	25,2	14,0	110	J1306-6617	0,473		5,3
76	J1055-6028	0,100	13,7	10,5	111	J1319-6056	0,284		16,8
77	J1057-5226	0,197	8,0	8,1	112	J1320-5359	0,280	12,8	13,3
78	J1110-5637	0,558		12,1	113	J1320-3512	0,458		9,6
79	J1112-6613	0,334		10,6	114	J1327-6301	0,196		6,5
80	J1112-6926	0,820		11,7	115	J1327-6400	0,281	12,6	7,4
81	J1114-6100	0,881		8,9	116	J1333-4449	0,346		24,1
82	J1115-6052	0,260	21,7	23,0	117	J1339-4712	0,137		34,5
83	J1119-6127	0,408	6,6	4,9	118	J1340-6456	0,379		9,9
84	J1123-4844	0,245		13,2	119	J1341-6220	0,193	20,6	
85	J1123-6259	0,271	18,2	15,4	120	J1349-6130	0,259	24,7	18,9
86	J1126-6054	0,203		18,7	121	J1352-6803	0,629		8,6
87	J1126-6942	0,579		15,6	122	J1356-5521	0,507		9,2
88	J1133-6250	1,023		1,7	123	J1357-6429	0,166	5,0	4,2
89	J1137-6700	0,556		2,6	124	J1359-6038	0,128	22,1	21,7
90	J1138-6207	0,118	28,8		125	J1403-7646	1,306		4,2
91	J1141-3107	0,538		11,1	126	J1406-6121	0,213	41,9	
92	J1141-3322	0,291		9,4	127	J1410-7404	0,279		87,8
93	J1143-5158	0,676		22,4	128	J1412-6145	0,315	17,8	10,6
94	J1146-6030	0,273		13,6	129	J1413-6307	0,395	42,7	33,3
95	J1204-6843	0,309		18,2	130	J1415-6621	0,392		17,9
96	J1215-5328	0,636		7,2	131	J1427-4158	0,586		13,6
97	J1216-6223	0,374	8,3	11,0	132	J1452-5851	0,387	12,5	13,2
98	J1224-6407	0,216	20,0	19,0	133	J1453-6413	0,179	14,5	16,9
99	J1225-5556	1,018		17,3	134	J1456-6843	0,263	8,1	7,3
100	J1225-6408	0,420		11,7	135	J1507-4352	0,287		23,5
101	J1231-4609	0,877		7,5	136	J1507-6640	0,356		43,4

№	Пульсар	P (сек)	$\beta_1$ 10 см	$\beta_1$ 20 см	№	Пульсар	P (сек)	$\beta_1$ 10 см	$\beta_1$ 20 см
102	J1236-5033	0,295		9,0	137	J1512-5759	0,129	14,1	10,5
103	J1240-4124	0,512		31,5	138	J1513-5908	0,151	2,6	4,4
139	J1514-4834	0,455		21,3	174	J1632-4757	0,229	15,3	
140	J1514-5925	0,149	85,0		175	J1632-4818	0,813	6,4	
141	J1515-5720	0,287		13,1	176	J1633-5015	0,352		13,9
142	J1517-4356	0,651		17,9	177	J1637-4553	0,119	18,9	17,1
143	J1522-5829	0,395		9,5	178	J1637-4642	0,154	6,1	4,7
144	J1524-5706	1,116	10,5	18,7	179	J1638-4417	0,118	12,1	11,0
145	J1528-4109	0,527		20,8	180	J1638-4608	0,278	62,6	
146	J1530-5327	0,279	17,5	15,5	181	J1638-4725	0,764	8,9	
147	J1531-4012	0,357		16,5	182	J1639-4604	0,265		10,4
148	J1534-5405	0,290		9,8	183	J1640-4715	0,517	14,3	
149	J1535-4114	0,433		12,2	184	J1641-2347	1,091		7,6
150	J1536-3602	1,320		6,2	185	J1643-4505	0,237	17,7	11,5
151	J1538-5551	0,105	63,8		186	J1646-4346	0,232	16,8	
152	J1539-5626	0,243	12,1	10,7	187	J1648-4611	0,165	15,1	5,5
153	J1541-5535	0,296	33,1	17,5	188	J1649-4653	0,557	19,3	
154	J1542-5034	0,599		32,8	189	J1649-5553	0,614		3,0
155	J1543-5459	0,377	44,3		190	J1650-1654	1,750		11,7
156	J1548-5607	0,171	9,5	8,6	191	J1650-4502	0,381	46,1	
157	J1549-4848	0,288	15,2	18,1	192	J1650-4921	0,156	38,6	26,9
158	J1551-5310	0,453	18,4		193	J1651-7642	1,755		7,1
159	J1557-4258	0,329		12,6	194	J1652-1400	0,305		9,6
160	J1600-5044	0,194	31,8		195	J1653-3838	0,305		16,5
161	J1600-5751	0,194	4,7	6,1	196	J1654-2713	0,792		15,9
162	J1601-5335	0,288	14,8	13,1	197	J1655-3048	0,543		2,9
163	J1602-5100	0,864		17,5	198	J1700-3312	1,358		11,9
164	J1603-3539	0,142		7,9	199	J1701-4533	0,323		6,9
165	J1603-5657	0,496		54,4	200	J1701-3726	2,455		9,4
166	J1605-5257	0,658		4,5	201	J1702-4128	0,182	10,6	
167	J1609-1930	1,558		27,8	202	J1702-4306	0,216		11,5
168	J1611-5209	0,182	56,6	59,9	203	J1702-4310	0,241	8,6	7,9
169	J1612-2408	0,924		14,7	204	J1703-4851	1,396		10,2
170	J1614-3937	0,407		11,3	205	J1705-1906	0,299	15,6	14,5

№	Пульсар	P (сек)	$\beta_1$ 10 см	$\beta_1$ 20 см	№	Пульсар	P (сек)	$\beta_1$ 10 см	$\beta_1$ 20 см
171	J1614-5048	0,232	17,4		206	J1705-3950	0,319	9,3	6,6
172	J1615-5537	0,792		18,2	207	J1709-4429	0,102	8,6	7,1
173	J1626-4807	0,294	7,4		208	J1713-3949	0,392	56,3	19,6
209	J1714-1054	0,696		26,6	244	J1801-2154	0,375	22,1	14,7
210	J1715-3903	0,278	10,2	9,2	245	J1801-2304	0,416	11,0	
211	J1717-5800	0,322		5,8	246	J1801-2451	0,125	12,0	12,7
212	J1718-3718	3,378	17,2		247	J1801-2920	1,082		9,0
213	J1719-4006	0,189		13,5	248	J1803-2137	0,134	3,3	2,6
214	J1721-3532	0,280	10,6		249	J1803-2712	0,334		7,1
215	J1722-3632	0,399		7,2	250	J1805-0619	0,455		10,4
216	J1722-3712	0,236	24,6	20,5	251	J1806-2125	0,482	18,2	
217	J1723-3659	0,203	11,0	8,9	252	J1808-0813	0,876		11,9
218	J1726-3530	1,110	39,1		253	J1808-3249	0,365		13,2
219	J1730-3350	0,139	26,0		254	J1809-0743	0,314		10,0
220	J1731-4744	0,830	18,5	17,8	255	J1811-0154	0,925		12,3
221	J1733-2228	0,872		5,1	256	J1812-1910	0,431	12,8	5,5
222	J1733-3716	0,338	4,7	4,0	257	J1814-1744	3,976		7,9
223	J1734-3333	1,169	5,5		258	J1815-1738	0,198	32,8	
224	J1735-3258	0,351	10,2		259	J1816-5643	0,218		14,0
225	J1737-3137	0,450	17,7	7,4	260	J1817-3837	0,384		24,8
226	J1737-3555	0,398		19,4	261	J1819+1305	1,060		5,7
227	J1738-2955	0,443	18,9	21,7	262	J1820-1529	0,333	23,4	
228	J1739+0612	0,234		10,3	263	J1820-1818	0,310		8,9
229	J1739-1313	1,216		50,7	264	J1821-1419	1,656	7,9	
230	J1739-2903	0,323	25,6	20,6	265	J1822-2256	1,874		9,9
231	J1739-3023	0,114	15,7	15,6	266	J1824-1945	0,189	37,1	53,0
232	J1740-3015	0,607	42,7	39,5	267	J1825-1446	0,279	25,2	
233	J1742-4616	0,412		6,1	268	J1826-1334	0,101	3,2	2,7
234	J1743-3150	2,415		12,8	269	J1828-1057	0,246	7,0	6,2
235	J1743-3153	0,193		7,4	270	J1830-1059	0,405	37,1	33,6
236	J1743-4212	0,306		13,4	271	J1832-0827	0,647	17,9	16,9
237	J1745-3040	0,367	10,1	11,2	272	J1834-0731	0,513	13,9	
238	J1749-3002	0,610		4,0	273	J1835-0643	0,306	13,0	
239	J1750-3157	0,910		5,6	274	J1835-0944	0,145	13,3	8,7



№	Пульсар	P (сек)	$\beta_1$ 10 см	$\beta_1$ 20 см	№	Пульсар	P (сек)	$\beta_1$ 10 см	$\beta_1$ 20 см
240	J1755-2534	0,234		5,8	275	J1835-1106	0,166	19,4	15,2
241	J1756-2225	0,405	13,1	11,2	276	J1837-0045	0,617		15,5
242	J1757-2421	0,234	8,5	9,0	277	J1837-0559	0,201	17,7	8,9
243	J1759-2302	0,811		4,0	278	J1837+1221	1,964		18,7
279	J1837-1837	0,618		20,4	300	J1901-0906	1,782		14,1
280	J1838-0453	0,381	19,0	10,6	301	J1901-1740	1,957		8,7
281	J1838-0549	0,235	11,9	13,4	302	J1904+0004	0,140		8,4
282	J1839-0905	0,419	16,3	10,9	303	J1904-1224	0,751		17,6
283	J1841-0345	0,204		7,5	304	J1919+0134	1,604		9,1
284	J1841-0425	0,186	19,5	18,9	305	J1932-3655	0,571		16,2
285	J1841-7845	0,354		5,7	306	J1943+0609	0,446		13,3
286	J1842-0905	0,345	11,6	11,4	307	J1944-1750	0,841		4,9
287	J1842+1332	0,472		1,9	308	J1946-2913	0,959		17,0
288	J1843-0355	0,132	7,0		309	J1946-1312	0,492		14,9
289	J1843-0702	0,192		21,6	310	J1947+0915	1,481		12,3
290	J1844-0256	0,273	5,4		311	J1949-2524	0,958		37,9
291	J1844-0538	0,256	19,8	12,0	312	J1956+0838	0,304		8,1
292	J1845-0316	0,208		6,3	313	J2006-0807	0,581		3,2
293	J1845-0434	0,487	15,3	15,9	314	J2007+0809	0,326		1,5
294	J1845-0743	0,105	10,3	9,9	315	J2048-1616	1,962		10,3
295	J1847-0402	0,598	13,5	11,7	316	J2108-3429	1,423		25,7
296	J1848-1414	0,298		8,9	317	J2116+1414	0,440		10,9
297	J1852-2610	0,336		7,8	318	J2248-0101	0,477		17,6
298	J1853+0011	0,101		19,4	319	J2346-0609	1,181		9,6
299	J1855-0941	0,345		5,0					

В работе приведено только распределение полученных значений этих углов для  $\beta_1 < 90^\circ$  (Рис. 13).

Как видно из Рис. 13, значения углов для большей части пульсаров заключены в интервале от 10 до 40 градусов при среднем значении  $\langle \beta_1 \rangle = 18^\circ, 0$  (среднеквадратичный разброс  $9^\circ, 8$ ) для (1) и  $\langle \beta_1 \rangle = 13^\circ, 7$  (среднеквадратичный разброс  $13^\circ, 2$ ) для (2). Этот результат также связан с предположением о том, что наблюдаемое уширение импульса определяется только приближением конуса излучения к оси вращения и не учитывается возможность прохождения луча зрения на значительных расстояниях от центра конуса.

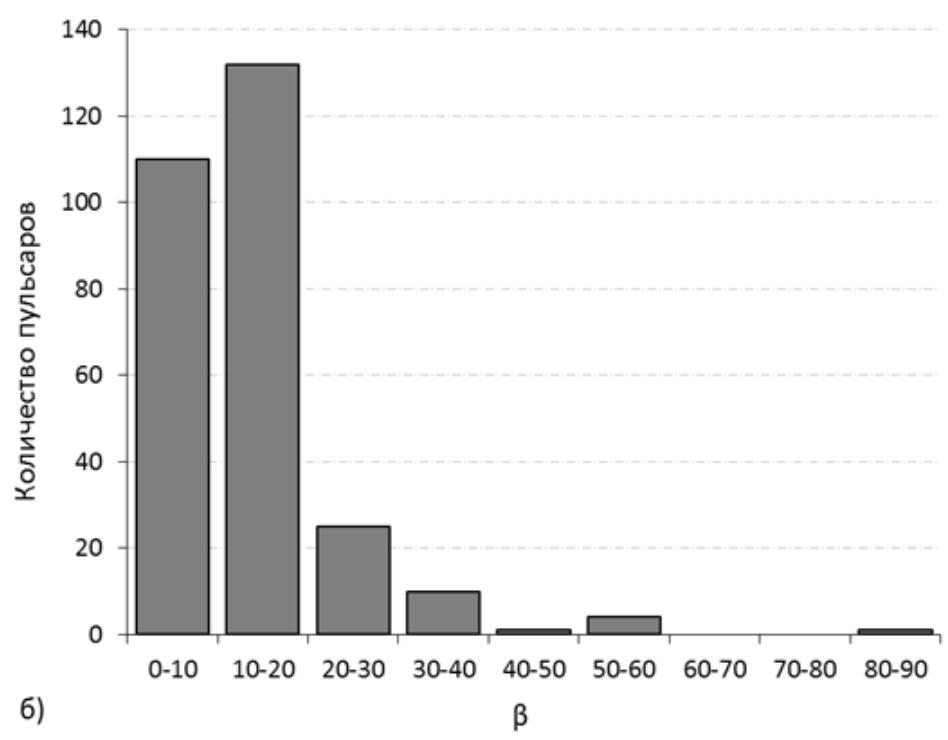
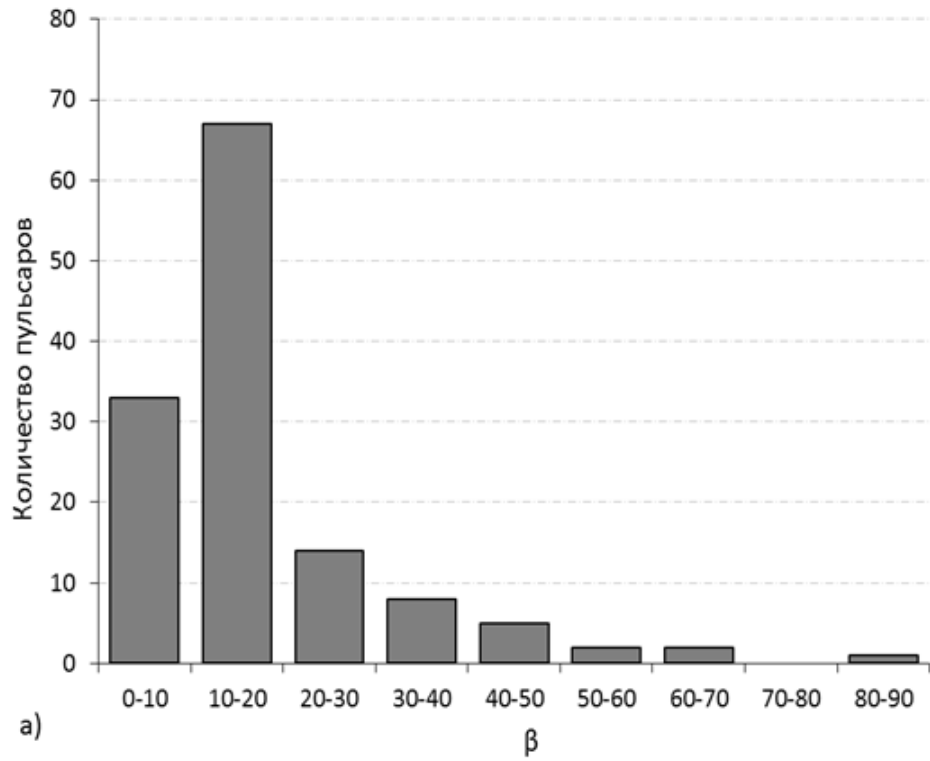


Рис. 13: Гистограммы распределения количества пульсаров по величине угла  $\beta_1$ : а) для выборки (1); б) для выборки (2).

Полученные значения являются нижним пределом для величины угла  $\beta$  на данных длинах волн для каждого из пульсаров в использованных выборках. Для дипольного поля значения угла  $\beta$  на всех частотах должны совпадать, поскольку в этом случае ось конуса — прямая линия. На Рис. 14 представлены значения углов  $\beta_1$ , вычисленных по данным на 10 и 20 см. Прямая, соответствующая равенству  $\beta_1(10 \text{ см})$  и  $\beta_1(20 \text{ см})$ , (серая линия на Рис. 14) действительно проходит достаточно близко от прямой, проведенной по методу наименьших квадратов (жирная линия). При использовании углов  $\beta_1$  в каких-либо вычислениях необходимо брать средние значения:

$$\langle \beta_1 \rangle = \frac{\beta_1(10) + \beta_1(20)}{2}. \quad (39)$$

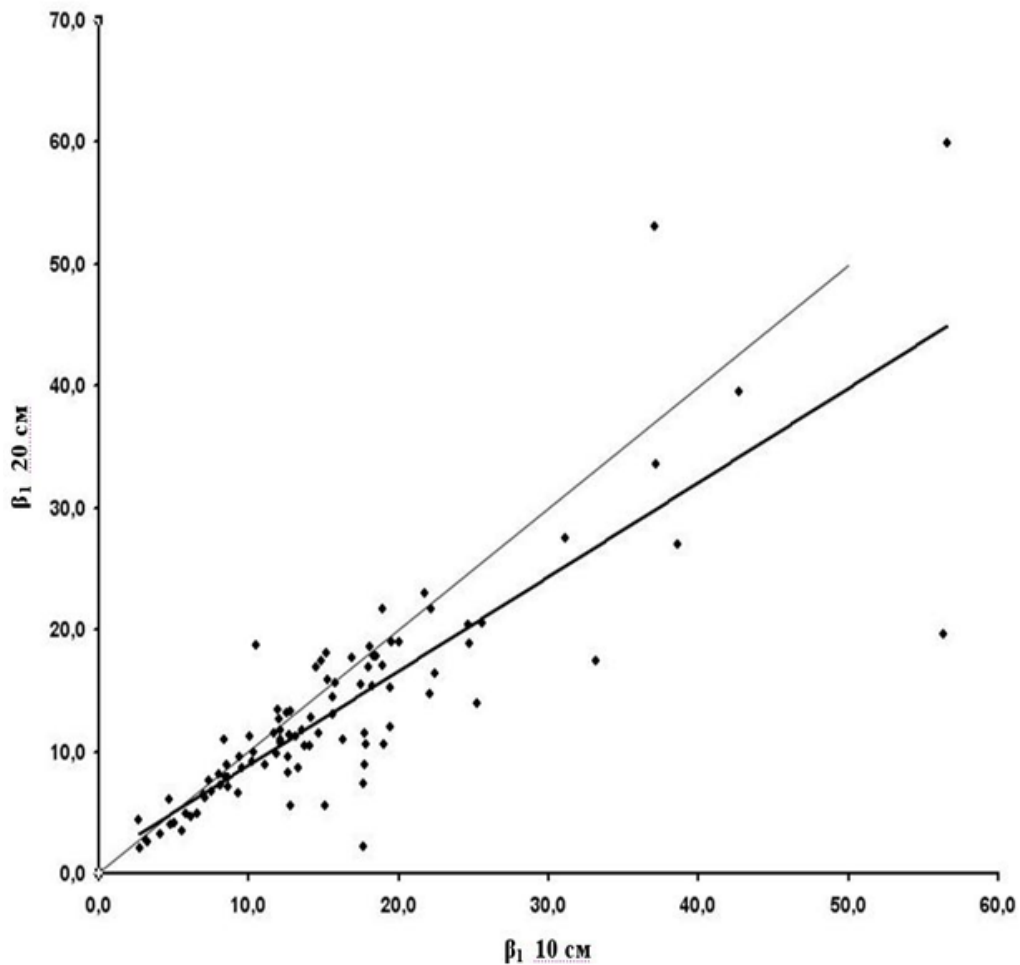


Рис. 14: Диаграмма углов  $\beta_1$  для двух длин волн.

## 3.2 Использование поляризационных данных

Теперь рассмотрим общий случай для произвольных значений углов  $\beta$  и  $\zeta$ , отказавшись от предположения о прохождении луча зрения через центр конуса излучения. Будем считать, что генерация радиоволн происходит в той области, где нет эффектов распространения (искажение, изменение направления), чтобы использовать наблюдаемый ход позиционного угла линейной поляризации для вычисления  $\beta$  и  $\zeta$ .

В случае излучения кривизны электрический вектор лежит в плоскости магнитной силовой линии, а само излучение поляризовано параллельно проекции оси магнитного диполя.

В работе [33] ход позиционного угла линейной поляризации  $\psi(\phi)$  представлен не для всех пульсаров. В тех случаях, когда этот ход был монотонным в пределах главного импульса, для вычисления угла  $\beta$  использовалась величина максимальной производной позиционного угла. Пульсары с немонотонным поведением  $\psi(\phi)$  из рассмотрения исключены.

Для анализа данным способом были отобраны 40 пульсаров на волне 20 см и 31 на волне 10 см из [33]. Так как ход позиционного угла измерен не для всех пульсаров, их количество для оценки угла  $\beta$  вторым способом значительно меньше.

Кроме эффекта уширения диаграммы (вследствие ее приближения к полюсу вращения) необходимо учесть уменьшение ширины из-за того, что луч зрения проходит не по центру конуса излучения. Заранее неизвестно, каков вклад каждого из этих эффектов, мы будем считать их равными, и определим зависимость  $W_{10}(P)$  прямой, вписанной в исследуемый массив. Прямые получены по методу наименьших квадратов и описываются уравнениями (см. Рис. 12):

$$\lg W_{10} = (1, 12 \pm 0, 05) + (-0, 25 \pm 0, 09) \lg P \quad (40)$$

$$\lg W_{10} = (1, 22 \pm 0, 03) + (-0, 24 \pm 0, 05) \lg P$$

для (1) и (2) выборок, соответственно.

Для большинства пульсаров ход позиционного угла измеряется только в пределах главного импульса на небольшом участке долгот  $\phi$ . Поэтому для вычислений использовано значение максимальной производной позиционного угла по долготе (см. Гл. 1, 2.2).

Так как знак максимальной производной по одним наблюдениям главного импульса определить нельзя, то решать уравнения следует при  $C > 0$  и  $C < 0$ . Однако не для всех пульсаров можно получить решение уравнений, используя значения  $D$ ,  $C$ ,  $B$ , полученные из наблюдений, что связано либо с неуверенным определением параметров  $D$ ,  $C$  и  $B$ , либо с неприменимостью используемой в работе модели. Найденные значения угла  $\beta$ , обозначены как  $\beta_2$ . Исходные данные и результаты вычислений представлены в таблице 5.

Таблица 5: Вычисленные значения углов  $\beta_2$  для длин волн 10 см и 20 см

№	Пульсар	P (сек)	C 10 см	D 10 см	$\beta_2$ 10 см		C 20 см	D 20 см	$\beta_2$ 20 см	
					C>0	C<0			C>0	C<0
1	J0108-1431	0,808	1,6	0,9738	15,0	45,8	1,33	0,9692	12,7	55,8
2	J0401-7608	0,545	11,11	0,9878	56,4	61,8				
3	J0536-7543	1,246	12,65	0,9757	41,4	47,5	11,02	0,9724		
4	J0614+2229	0,335	5,6	0,9919	50,4	56,9	9,52	0,9931		
5	J0630-2834	1,244	4,17	0,9648	29,4	45,6	4,17	0,9540	29,3	46,4
6	J0659+1414	0,385	2,33	0,9610	23,4	47,6	2,25	0,9652	22,7	46,6
7	J0742-2822	0,167	3,79	0,9903	43,1	51,2	3,36	0,9904	38,7	47,4
8	J0745-5353	0,215					2,56	0,9573	27,0	49,5
9	J0905-5127	0,346					2,06	0,9942	20,5	30,0
10	J0954-5430	0,473	11	0,9960			8,80	0,9932	69,8	73,9
11	J1015-5719	0,140	0,44	0,5321	5,8	14,4	1,11	0,2538	11,0	87,0
12	J1019-5749	0,162	0,95	0,9632	12,0	71,2				
13	J1048-5832	0,124	11,11	0,9825			10,34	0,9736	61,9	67,8
14	J1057-5226	0,197	1,67	0,9540	19,8	53,5	2,22	0,9583	24,8	49,6
15	J1115-6052	0,260					3,00	0,9952	31,9	38,0
16	J1119-6127	0,408	2,67	0,9529	25,5	48,8	2,33	0,9205	23,5	53,1

№	Пульсар	P (сек)	C 10 см	D 10 см	$\beta_2$ 10 см		C 20 см	D 20 см	$\beta_2$ 20 см	
					C>0	C<0			C>0	C<0
17	J1123-6259	0,271					4,00	0,9899	39,4	48,2
18	J1305-6203	0,428					4,13	0,9801	34,2	47,1
19	J1320-5359	0,280					6,53	0,9867	52,6	60,1
20	J1349-6130	0,259					5,33	0,9931	54,3	59,9
21	J1357-6429	0,166					1,33	0,8290	17,1	77,2
22	J1452-5851	0,387					3,50	0,9885	32,3	43,1
23	J1456-6843	0,263	3,51	0,9610	31,9	49,4				
24	J1512-5759	0,129					12,50	0,9692	58,1	63,4
25	J1513-5908	0,151					0,95	0,8368	13,0	71,0
26	J1514-5925	0,149	0,93	0,9990	11,3	30,9	1,33	0,9845	16,6	46,9
27	J1524-5706	1,116					10,13	0,9965	70,0	73,0
28	J1539-5626	0,243					3,92	0,9783	36,5	49,6
29	J1637-4642	0,154	2,14	0,9121	24,4	56,1	2,38	0,8581	25,3	56,8
30	J1648-4611	0,165	2,67	0,9857	30,9	43,7				
31	J1702-4128	0,182	4,17	0,9726	38,8	52,2				
32	J1702-4310	0,241	1,2	0,9641	14,0	67,4	1,33	0,9600	15,6	60,2
33	J1705-1906	0,299	6,67	0,9900	57,2	63,4	6,94	0,9891	57,2	63,6
34	J1705-3950	0,319	10	0,9732	47,4	54,4	10,87	0,9497	41,5	48,6
35	J1709-4429	0,102	2	0,9447	25,3	54,1	2,67	0,9262	29,7	54,3
36	J1715-3903	0,278					1,39	0,9726	15,5	52,2
37	J1721-3532	0,280	6,54	0,9778	45,5	54,9				
38	J1722-3712	0,236	5,24	0,9953	59,4	63,4	4,13	0,9938	44,2	50,3
39	J1723-3659	0,203	3,33	0,9761	33,8	48,6	3,47	0,9655	33,4	50,1
40	J1730-3350	0,139	5,34	0,9945	84,6	87,4				
41	J1733-3716	0,338	4,73	0,8999	32,1	48,6	4,53	0,8665	30,9	48,6
42	J1734-3333	1,169	8,08	0,9603	36,3	45,9				
43	J1737-3137	0,450					2,20	0,9659	21,9	46,2
44	J1739-3023	0,114					2,67	0,9851	33,7	46,1

№	Пульсар	P (сек)	C 10 см	D 10 см	$\beta_2$ 10 см		C 20 см	D 20 см	$\beta_2$ 20 см	
					C>0	C<0			C>0	C<0
45	J1801-2154	0,375					4,00	0,9905	36,5	45,6
46	J1803-2137	0,134	2,13	0,6659	22,1	60,4	2,08	0,5232	20,3	59,7
47	J1825-1446	0,279	0,9	0,9959	9,3	36,3				
48	J1826-1334	0,101	5,21	0,6025	29,2	44,6	5,63	0,4726	27,4	41,2
49	J1835-1106	0,166	5,33	0,9912	61,5	67,1	6,00	0,9869	60,2	67,0
50	J1841-0425	0,186					3,33	0,9919	37,7	45,6
51	J1844-0538	0,256	9,52	0,9932			2,53	0,9831	26,7	42,1
52	J1845-0434	0,487	4	0,9918	34,7	43,3				

Средние значения углов:

$\langle \beta_2 \rangle = 33^\circ, 9$  для (1) (среднеквадратичный разброс  $17^\circ, 7$ ) при  $C > 0$ ;

$\langle \beta_2 \rangle = 33^\circ, 9$  для (2) (среднеквадратичный разброс  $15^\circ, 8$ ) при  $C > 0$ ;

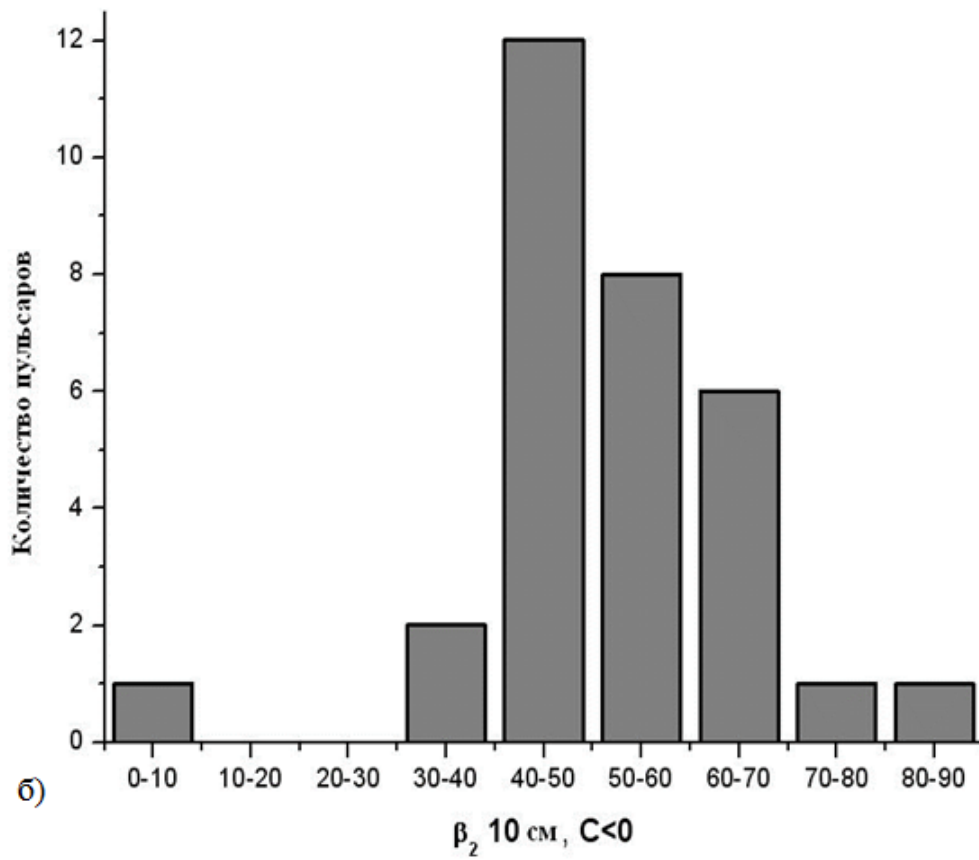
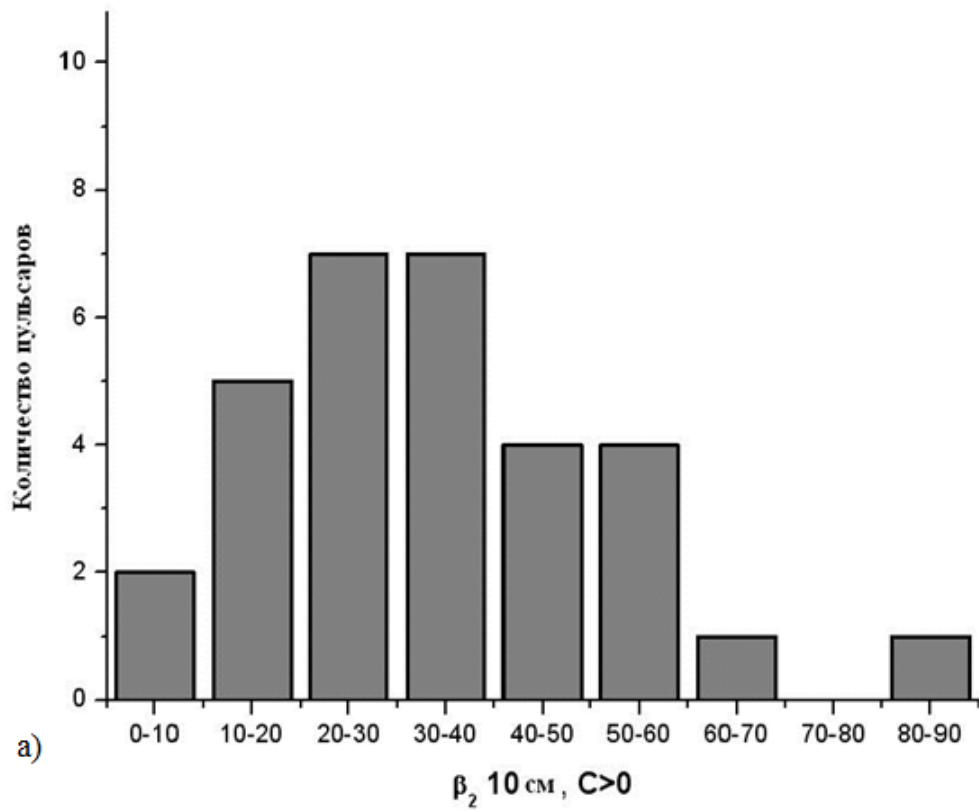
$\langle \beta_2 \rangle = 52^\circ, 1$  для (1) (среднеквадратичный разброс  $12^\circ, 8$ ) при  $C < 0$ ;

$\langle \beta_2 \rangle = 54^\circ, 1$  для (2) (среднеквадратичный разброс  $11^\circ, 5$ ) при  $C < 0$ .

Величины углов для разных длин волн при обоих значениях максимальной производной позиционного угла поляризации практически равны (в пределах ошибок), что и должно быть в дипольной геометрии. Сравнение вычисленных углов  $\beta_1$  и  $\beta_2$  показывает, что для большей части пульсаров  $\beta_2 > \beta_1$ . Это особенно хорошо заметно в вычислениях с  $C < 0$ . Этого и следовало ожидать, поскольку учет прохождения луча зрения не по центру конуса излучения должен приводить к увеличению оценки угла  $\beta$ .

В среднем для всех радиопульсаров угол  $\beta_2$  наклона магнитного диполя к оси вращения находится посередине интервала между  $0^\circ$  и  $90^\circ$ . Среди исследованных пульсаров есть объекты как с  $C > 0$ , так и с  $C < 0$ . Полагая число их равным друг другу, можно вычислить значение этого угла по всей выборке как среднеарифметическое между величинами  $\langle \beta_2 \rangle$  при  $C < 0$  и  $C > 0$  для длин волн 10 см, 20 см и около 30 см (см. Главу 1). В результате получим  $\langle \beta \rangle = 43^\circ, 5$ .

Распределения углов  $\beta_2$  представлены на Рис. 15.





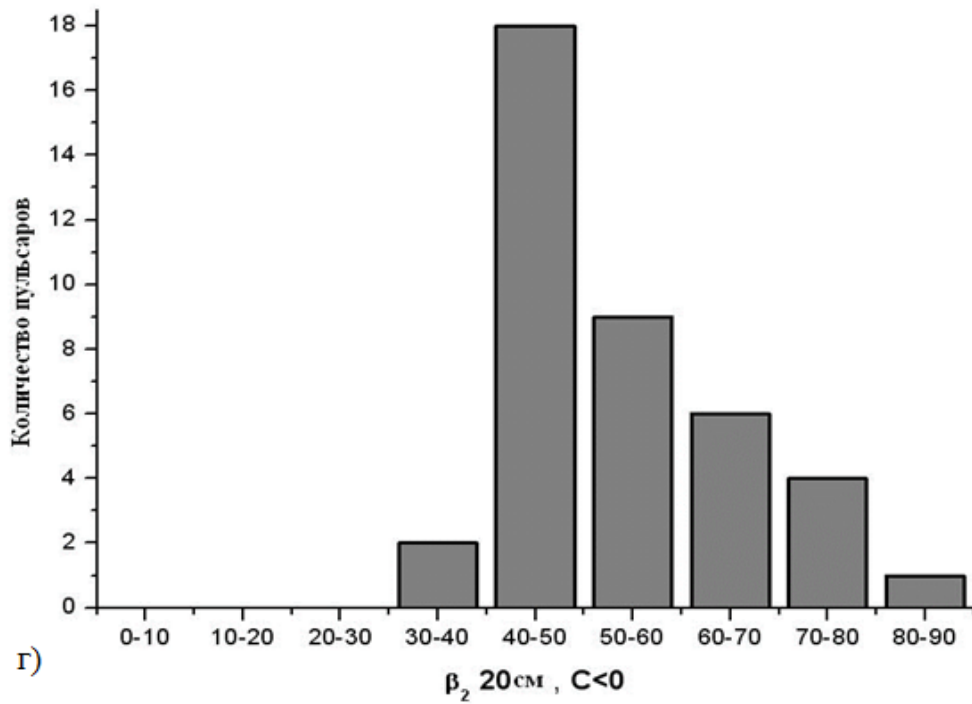
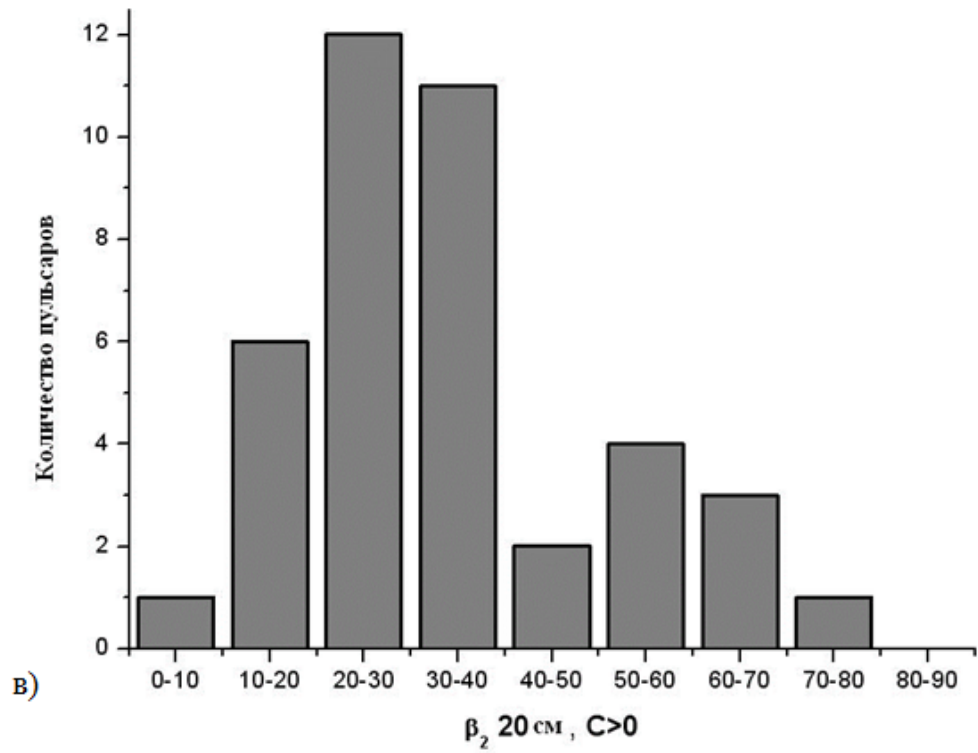


Рис. 15: Гистограмма распределения количества пульсаров по величине угла  $\beta$ :  
 а)  $\beta_2$  для выборки (1) при  $C > 0$ ; б)  $\beta_2$  для выборки (1) при  $C < 0$ ;  
 в)  $\beta_2$  для выборки (2) при  $C > 0$ ; г)  $\beta_2$  для выборки (2) при  $C < 0$ .

### 3.3 Эффекты, оказывающие влияние на результат

Наклоны прямых (38) и (40), характеризующих ширину конуса излучения, заметно отличаются от ожидаемого в модели полярной шапки наклона с показателем, равным -0,5. Аналогичные зависимости  $W_{10}(P) = a \cdot P^{-b}$  строились на разных частотах и для различных выборок радиопульсаров. В таблице 6 приведены значения параметра  $b$  из работ [35, 36-38], а на Рис. 16 дано соответствующее графическое представление зависимости  $b(\nu)$ .

Таблица 6: Значения параметра  $b$

$\nu$ (МГц)	$b$	Ссылка
111	$0,45 \pm 0,08$	[6]
408	$0,36 \pm 0,05$	[7-8]
800-950	$0,27 \pm 0,08$	[1]
1500	$0,24 \pm 0,05$	[60]
3000	$0,25 \pm 0,09$	[60]

Возможны две причины отклонения зависимости ширины конуса от универсальной пропорциональности  $P^{-0,5}$ .

Первая связана с возможным влиянием мультипольных составляющих магнитного поля в глубоких слоях магнитосферы. Наличие отклонения от дипольности действительно предполагается во многих моделях пульсаров, начиная с классической работы Рудермана и Сазерленда [20], для обеспечения обильного рождения вторичной электрон-позитронной плазмы. Достаточно оценить влияние квадрупольной составляющей, поскольку более высокие мультипольные компоненты быстро убывают с удалением от поверхности нейтронной звезды. В полярных координатах  $r$  и  $\theta$  компоненты квадрупольного поля могут быть записаны в виде [39]:

$$B_r = \frac{3Q}{4r^4} (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (41)$$

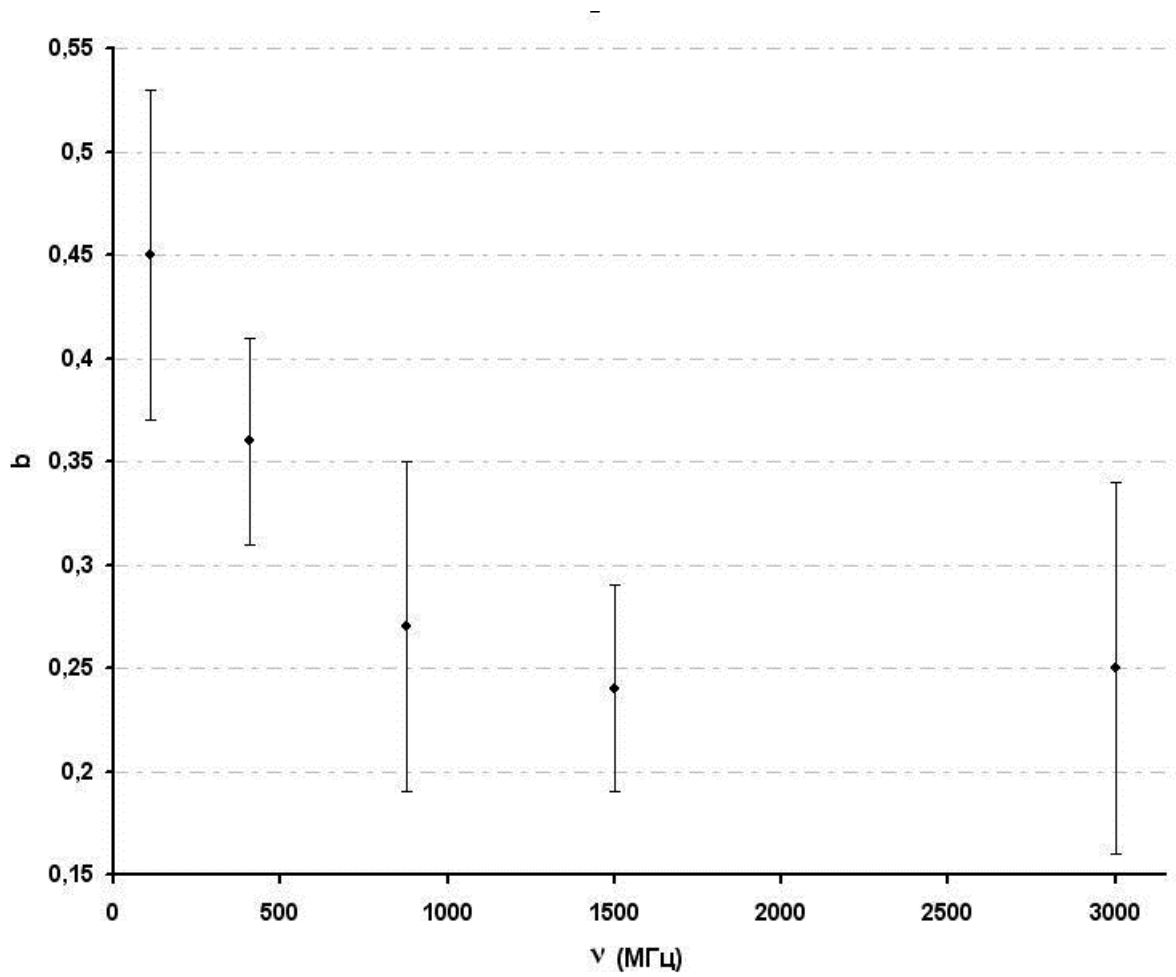


Рис. 16: Зависимость наклона прямой  $\lg W_{10}(P) = a - b \cdot \lg P$  от частоты.

$$B_{\theta} = \frac{3Q}{4r^4} \sin 2\theta, \quad (42)$$

где  $Q = BR_*^4$  - квадрупольный момент,  $R_* = 10^6$  см — радиус нейтронной звезды. Соответствующее уравнение для силовой линии имеет вид:

$$\frac{dr}{r} = \frac{d\theta (3 \cos^2 \theta - 1)}{\sin 2\theta}, \quad (43)$$

а его решение даёт

$$r = C \sin \theta (\cos \theta)^{1/2}. \quad (44)$$

Максимальное расстояние, до которого доходит эта силовая линия, достигается при  $\cos \theta = 3^{-1/2}$ , т.е., при  $\theta = 54^\circ, 7$ . Если считать, что дипольная составляющая отсутствует, то для силовой линии квадрупольного поля, касающейся светового цилиндра, можно записать:

$$r = 1,61 r_{LC} \sin \theta (\cos \theta)^{1/2}. \quad (45)$$

Это означает, что угловая ширина конуса открытых силовых линий была бы равна

$$\theta \approx 0,62 \frac{r}{r_{LC}} = 1,3 \cdot 10^{-4} \frac{r/R_*}{P}. \quad (46)$$

Из выражения (46) следует, что ширина конуса излучения для квадрупольного поля была бы значительно меньше, чем в случае дипольной структуры, и кроме того зависимость от  $P$  была бы более сильной (пропорциональной  $P^{-1}$ ). Наблюдаемая же зависимость  $\theta(P)$  для высоких частот, наоборот, слабее, чем в дипольном поле. Следовательно, данные наблюдений нельзя объяснить отклонением структуры магнитного поля от дипольной. Исследование роли квадрупольного поля представляет собой отдельную задачу, решение которой сильно зависит от соотношения дипольного ( $|\mu| = BR_*^3$ ) и квадрупольного ( $Q = BR_*^4$ ) моментов.

Вторая причина, которая может вызвать изменяющуюся с частотой зависимость ширины конуса излучения от периода, связана с темпом роста плазменных неустойчивостей в магнитосфере пульсара. Допустим, что основной неустойчивостью является пучковая (двухпотоковая) неустойчивость, приводящая к заметному росту амплитуды ленгмюровских волн. Ее инкремент можно записать в виде [39]:

$$\Gamma = \frac{(3 n_b)^{1/3} \omega_p}{2 (2n_p)^{1/3} \gamma_b}. \quad (47)$$

Здесь величины с индексом  $b$  описывают первичный пучок с концентрацией  $n_b$  и лоренц-фактором  $\gamma_b$ , а с индексом  $p$  – вторичную электрон-позитронную плазму. Плазменная частота  $\omega_p$  характеризует колебания  $e^\pm$  - плазмы:

$$\omega_p^2 = \frac{8\pi n_p e^2}{m}. \quad (48)$$

Предполагая, что вся энергия первичного пучка передается вторичным электронам и позитронам:

$$n_b \gamma_b m c^2 = 2 n_p \gamma_p m c^2, \quad (49)$$

а плотность первичного пучка равна плотности Голдрайха-Джулиана [15]:

$$n_b = \frac{B}{c e P}, \quad (50)$$

получим для инкремента следующее выражение:

$$\Gamma = \frac{1}{\gamma_b} \left( \frac{3\pi e B}{m c P} \right)^{1/2}. \quad (51)$$

Для оценки роли данной неустойчивости важно вычислить величину

$$\tau = \int_{R_*}^r \Gamma \frac{dr}{c} \approx \Gamma (R_*) \frac{\Delta r}{c}, \quad (52)$$

характеризующую скорость нарастания амплитуды волн. Здесь  $\Delta r$  – расстояние между уровнями генерации излучения на данной частоте. Подставляя численные значения констант, получим

$$\tau = 4,29 \cdot 10^5 \frac{1}{\gamma_b} \frac{r}{R_*} \left( \frac{B_{12}}{P} \right)^{1/2}. \quad (53)$$

Здесь введено стандартное обозначение:  $B_{12} = B/10^{12}$ . Если положить  $\gamma_b = 10^6$ ,  $B_{12} = 1$ ,  $P = 1$  с, то из (52) следует, что на расстоянии  $r/R_* \sim 10$  амплитуда волн увеличится приблизительно на два порядка. В этих областях формируется радиоизлучение на высоких частотах. Если считать, что для генерации такого излучения  $\tau = const$ , то в разных пульсарах для соответствующего уровня имеем условие (при близких  $\gamma_b$  и  $B_{12}$ ):

$$r \propto P^{1/2}, \quad (54)$$

что с учетом соотношений (4) и (19) для дипольного поля дает:

$$\theta \propto P^{-0,25} \quad (55)$$

в согласии с соответствующими значениями  $b$  на высоких частотах.

Самые низкие частоты (порядка 100 МГц) генерируются на очень больших расстояниях от поверхности нейтронной звезды и для них (независимо от  $r$ )  $\tau \gg 1$ . Поэтому следует полагать, что на этих уровнях ширина конуса определяется полностью дипольной зависимостью (4) и наклоном  $b = 0,5$ .

### 3.4 ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 2

1. Вычислены значения углов  $\beta_1$  в предположении о прохождении луча зрения через центр конуса излучения для 283 пульсаров из каталога на волне 20 см и 132 пульсара из каталога на волне 10 см. Значения этих углов оказались малыми (для  $\lambda = 10$  см  $\langle\beta_1\rangle = 18^\circ, 0$ , а для  $\lambda = 20$  см  $\langle\beta_1\rangle = 13^\circ, 9$ ) и близкими (с учетом различия пульсаров в двух выборках) для обеих длин волн.
2. Оценены величины угла  $\beta_2$  с учетом хода позиционного угла линейной поляризации для нескольких десятков пульсаров. Среднее значение угла  $\beta_2$  на 10 см оказалось равным  $\langle\beta_2\rangle = 33^\circ, 9$  при положительном значении максимальной производной позиционного угла поляризации  $C$  и  $\langle\beta_2\rangle = 52^\circ, 1$  при  $C < 0$ . Для длины волны 20 см  $\langle\beta_2\rangle = 33^\circ, 9$  при  $C > 0$  и  $\langle\beta_2\rangle = 54^\circ, 1$  при  $C < 0$ . Эти значения для двух длин волн в пределах ошибок равны друг другу.
3. Сравнение полученных средних значений  $\beta_2$  данной работы с результатами работы [35] на волнах, длина которых превышает 30 см, показывает их удивительное совпадение. Поскольку приведенные значения получены для совершенно другой выборки пульсаров, можно сделать вывод о том, что в среднем для всех радиопулсаров угол наклона магнитного диполя к оси вращения находится приблизительно посередине интервала между  $0^\circ$  и  $90^\circ$ . Среднее значение этого угла по всем  $\beta_2$  равно  $43^\circ, 5$ .
4. Показано, что при проведении вычислений угла  $\beta$  можно использовать приведенную в каталогах величину  $W_{10}$ .
5. Отличие полученной нами зависимости  $W(P)$  от обычно принимаемой в модели полярной шапки может быть объяснено темпом развития плазменных неустойчивостей вблизи поверхности нейтронной звезды (в области генерации высоких частот).
6. Роль квадрупольной составляющей магнитного поля при этом оказывается

несущественной. О том же свидетельствует и близость вычисленных нами углов  $\beta$  на двух частотах, ожидаемая для дипольного магнитного поля.

7. Как и для меньшей выборки из 80 пульсаров, для 283 объектов нет зависимости угла наклона осей от возраста пульсара ( $z$  - расстояния, светимости  $L$  и характеристического возраста  $\tau = P/(2dP/dt)$ ).



## 4 ГЛАВА 3. Распределение областей генерации излучения на разных частотах в магнитосферах пульсаров

В этой главе мы анализируем возможности метода вычисления углов  $\beta$  и  $\zeta$  на основе решения уравнений (13), (20), (24) и системы (26) и предлагаем использовать величину  $n$  для определения уровней генерации излучения на различных частотах в магнитосферах пульсаров.

Величина  $n$  может быть оценена по форме профиля (например, на основе критериев, описанных выше), или же по глубине минимума в центре профиля.

### 4.1 Вычисление значений $n$ для выборки пульсаров на частоте около 1 ГГц

Величина  $n$  может быть оценена по форме профиля излучения (например, на основе критериев, описанных в [11, с. 119]). В Главе 1  $n$  оценивалось по глубине минимума в центре профиля. Были использованы данные на частотах, близких к 1 ГГц, для пульсаров из работы [21]. В случае однокомпонентных импульсов принималось  $n = 5/4$ . Если уменьшение интенсивности в центре было заметным, считалось, что  $n = 3/2$ . Если минимальная интенсивность составляла около половины, то принималось  $n = 2$ , а при почти полном подавлении излучения в центральной части импульса –  $n = 4$ . Эти дискретные значения были выбраны для того, чтобы записать уравнения для  $\beta$ ,  $\zeta$  и  $\theta$  аналитически.

В [42] было показано, что можно вычислять  $n$  перебором пар значений  $\zeta$  и  $\beta$ . Здесь мы на примере выборки пульсаров, наблюдавшихся на частотах около 1 ГГц [21] и использованных нами в Главе 1, вычислили значения  $n$ , задавая  $\zeta$  от  $0,5^\circ$  до  $90^\circ$ , а затем находя  $\beta$  из выражения (25) и  $n$  из последнего уравнения системы (26). Вычисленные таким способом величины  $n_{\text{выч}}$  сравниваются с глазомерными

оценками в таблице 7. Как видно из таблицы 7, для большей части объектов  $n$  и  $n_{\text{выч}}$  практически совпадают. В тех случаях, когда они заметно отличаются, необходимо использовать  $n_{\text{выч}}$ , поскольку для определения этой величины, помимо формы профиля, учтено также значение производной позиционного угла. Система (26) допускает численное решение при любой заданной величине  $n$ , а не только для четырех дискретных значений, указанных выше. Для вычисления углов  $\zeta$  и  $\beta$  это значение должно быть известно достаточно точно. В этой части работы мы используем вычисленные по указанной процедуре  $n_{\text{выч}}$  для определения уровней генерации излучения на разных частотах.

Таблица 7: Параметры для выборки пульсаров на частоте около 1 ГГц

№	Пульсар	P (сек)	C	D	$n$	$n_{\text{выч}}$
1	0149-16	0,83	1,53	0,9945	3/2	1,01-1,02
2	0203-40	0,63	12,50	0,9962	3/2	1,48-1,51
3	0538-75	1,25	14,50	0,9659	4	3,95-4,11
4	0628-28	1,24	3,40	0,9483	3/2	1,49-1,58
5	0736-40	0,38	3,14	0,9511	2	1,46-1,55
6	0740-28	0,17	4,46	0,9890	5/4	1,22-1,25
7	0743-53	0,22	2,50	0,9613	5/4	1,24-1,30
8	0818-13	1,24	16,50	0,9954	2	1,88-1,91
9	0835-41	0,75	6,97	0,9981	5/4	1,11-1,14
10	0853-33	1,27	11,51	0,9969	2	1,35-1,38
11	0905-51	0,25	1,39	0,9511	3/2	1,11-1,15
12	0919+06	0,43	4,47	0,9925	2	1,15-1,17
13	0932-52	1,45	6,90	0,9945	5/4	1,24-1,26
14	0940-55	0,67	2,70	0,9659	5/4	1,24-1,30
15	1054-62	0,42	2,20	0,9588	5/4	1,20-1,26
16	1056-57	1,19	8,50	0,9962	5/4	1,25-1,30
17	1133+16	1,19	9,00	0,9954	2	1,32-1,37
18	1221-63	0,22	8,70	0,9925	3/2	1,47-1,54
19	1240-64	0,39	12,80	0,9962	3/2	1,50-1,52

№	Пульсар	P (сек)	C	D	$n$	$n_{\text{ВЫЧ}}$
20	1323-58	0,48	3,30	0,9763	5/4	1,24-1,30
21	1356-60	0,13	1,70	0,9903	3/2	1,03-1,05
22	1358-63	0,84	12,20	0,9991	3/2	1,30-1,38
23	1424-55	0,57	5,00	0,9903	5/4	1,22-1,26
24	1449-64	0,18	5,50	0,9925	5/4	1,24-1,29
25	1451-68	0,26	3,60	0,9537	3/2	1,48-1,57
26	1557-50	0,19	2,00	0,9511	5/4	1,20-1,26
27	1641-45	0,46	0,50	0,9205	5/4	1,04-1,06
28	1648-42	0,84	4,25	0,8339	2	2,72-2,90
29	1700-32	1,21	29,4	0,9914	4	3,98-4,01
30	1702-19	0,3	6,00	0,9833	3/2	1,49-1,55
31	1706-16	0,65	10,50	0,9945	3/2	1,50-1,54
32	1727-47	0,83	10,50	0,9945	2	1,98-2,02
33	1737-39	0,51	9,00	0,9925	3/2	1,49-1,53
34	1747-46	0,74	13,94	0,9954	3/2	1,68-1,78
35	1818-04	0,6	10,30	0,9945	3/2	1,48-1,56
36	1845-19	4,31	13,80	0,9969	3/2	1,48-1,55
37	1859+03	0,66	6,00	0,9659	2	1,88-1,98
38	1900+01	0,73	12,50	0,9962	3/2	1,48-1,51
39	1929+10	0,23	1,50	0,9799	3/2	1,05-1,07
40	1944+17	0,44	0,60	0,9483	5/4	1,03-1,05
41	2045-16	1,96	26,00	0,9890	4	4,00-4,09
42	2048-72	0,34	11,90	0,9483	4	3,98-4,11
43	2152-31	1,03	13,14	0,9936	2	1,80-1,86
44	2321-61	2,35	18,00	0,9954	2	2,00-2,13
45	2327-20	1,64	21,50	0,9969	2	1,97-2,00

## 4.2 Определение уровней генерации излучения

При дипольной структуре магнитного поля минимальное угловое расстояние  $\zeta - \beta$  луча зрения относительно центра конуса излучения для конкретного пульсара остается одинаковым на всех частотах, а угловой радиус  $\theta$  самого конуса увеличивается с удалением от поверхности нейтронной звезды (на более низких частотах). Поэтому следует ожидать, что с уменьшением частоты величина  $n = \theta/(\zeta - \beta)$  будет возрастать. На это обращалось внимание уже в работе [41], однако там использовались данные, полученные разными авторами на разных телескопах и в разное время. Здесь мы предлагаем проанализировать выборки пульсаров, для которых проведены измерения на 10 и 20 см и получены однородные данные на этих волнах [33]. В таблице 8 приведены значения  $n_{\text{выч}}$  для тех объектов, у которых есть одновременные измерения на 10 и 20 см. Подчеркнем, что для конкретного пульсара при дипольном магнитном поле величины  $\zeta - \beta$  и  $\beta$  фиксированы и, как следует из первого уравнения системы (26), значение производной  $C$  на всех уровнях магнитосферы (на всех частотах) должно быть одинаковым. Измеренные величины  $C$  на двух волнах не всегда совпадают. При вычислении  $n$  бралось среднее из значений  $C$  на 10 и 20 см. В тех случаях, когда величину  $C$  удавалось измерить лишь на одной частоте, считалось, что на другой частоте эта величина имеет то же значение. Таблица 7 показывает, что при любых парах величин  $\zeta$  и  $\beta$  вычисленное значение  $n$  изменяется очень слабо, поэтому и для него можно использовать среднее. В таблице 8 мы приводим именно среднюю величину  $\langle n_{\text{выч}} \rangle$ .

Таблица 8: Параметры пульсаров, у которых есть одновременные измерения на 10 и 20 см

№	Пульсар	P(сек)	C	D 10 см	D 20 см	$n_{10},$ $C > 0$	$n_{20},$ $C > 0$	$\frac{n_{20}}{n_{10}}$	$\beta_{20}^{\circ},$ $C > 0$	$(\frac{r}{R_*})_{10}$
1	J0536-7543	1,246	12,57	0,9757	0,9724	3,04	3,18	1,05	41,4	87,5
2	J0614+2229	0,335	6,82	0,9919	0,9931	1,23	1,42	1,15	56,4	55,2
3	J0630-2834	1,244	4,17	0,9648	0,9540	1,55	1,69	1,08	29,4	78,6
4	J0745-5363	0,215	2,56	0,9603	0,9573	1,28	1,30	1,01	27,0	32,1

№	Пульсар	P(сек)	C	D 10 см	D 20 см	$n_{10},$ $C > 0$	$n_{20},$ $C > 0$	$\frac{n_{20}}{n_{10}}$	$\beta_{20}^{\circ},$ $C > 0$	$(\frac{r}{R_*})_{10}$
5	J0954-5430	0,140	11,10	0,9960	0,9932	1,51	1,58	1,05	69,8	84,6
6	J1015-5719	0,140	0,56	0,5321	0,2588	1,30	1,45	1,12	8,4	24,0
7	J1048-5832	0,124	10,60	0,9825	0,9736	2,31	2,65	1,14	61,9	36,9
8	J1123-6259	0,271	4,00	0,9922	0,9899	1,14	1,17	1,03	39,4	40,0
9	J1224-6407	0,216	20,83	0,9928	0,9925	2,72	2,81	1,03		
10	J1349-6130	0,259	5,33	0,9956	0,9931	1,14	1,19	1,05	54,3	47,0
11	J1357-6429	0,166	1,33	0,8742	0,8290	1,29	1,38	1,07	17,1	26,8
12	J1456-6843	0,263	3,51	0,9610	0,9550	1,46	1,52	1,04	31,9	36,8
13	J1512-5759	0,129	12,50	0,9815	0,9692	2,67	3,33	1,25	58,1	35,2
14	J1539-5626	0,243	3,92	0,9818	0,9783	1,28	1,33	1,04		
15	J1637-4642	0,154	2,26	0,9121	0,8581	1,43	1,74	1,22	24,8	26,8
16	J1648-4611	0,165	2,67	0,9857	0,9018	1,12	1,65	1,47	30,9	28,9
17	J1702-4128	0,182	4,17	0,9726	0,8854	1,45	2,36	1,63	38,8	32,6
18	J1705-1906	0,299	6,80	0,9900	0,9891	1,40	1,46	1,04	57,2	52,8
19	J1705-3950	0,319	10,44	0,9732	0,9497	2,58	3,69	1,43	44,4	45,7
20	J1709-4429	0,102	2,34	0,9447	0,9262	1,26	1,51	1,20	27,5	22,2
21	J1723-3659	0,203	3,40	0,9761	0,9655	1,28	1,40	1,10	33,6	32,8
22	J1733-3716	0,338	4,63	0,8999	0,8665	2,46	2,69	1,09	31,5	41,6
23	J1737-3137	0,450	2,20	0,9936	0,9659	1,04	1,19	1,15	21,9	45,1
24	J1740-3015	0,607	28,69	0,9969	0,9968	1,66	1,71	1,03		
25	J1801-2154	0,375	4,00	0,9921	0,9904	1,14	1,16	1,02	36,5	45,7
26	J1803-2137	0,134	2,10	0,6659	0,5232	2,23	2,55	1,14	21,2	26,3
27	J1815-1738	0,198	1,95	0,9970	0,9699	1,02	1,14	1,12		
28	J1826-1334	0,101	5,42	0,6025	0,4726	5,08	6,29	1,24	28,3	22,2
29	J1835-1106	0,166	5,40	0,9912	0,9869	1,25	1,37	1,09	60,8	41,9
30	J1845-0434	0,487	4,00	0,9918	0,9893	1,14	1,18	1,04	34,7	51,3

Из третьего уравнения системы (26) следует, что для дипольного поля

$$\frac{\theta_{20}}{\theta_{10}} = \frac{n_{20}}{n_{10}}, \quad (56)$$

так что данные таблицы 8 позволяют оценить отношение радиусов конуса излучения на 10 и 20 см. Отметим, что полученные из непосредственных наблюдений превышения  $W_{20}$  над  $W_{10}$  для подавляющего большинства пульсаров подтверждают справедливость основного вывода, следующего из всех моделей радиопульсаров, о генерации более низких частот на больших расстояниях от нейтронной звезды. Если использовать обычно применяемое при дипольном поле равенство, полученное для соосного ротатора

$$\theta \approx (r/r_{LC})^{\frac{1}{2}}, \quad (57)$$

то для конкретного пульсара

$$\frac{r_{20}}{r_{10}} = \frac{n_{20}^2}{n_{10}^2}, \quad (58)$$

что дает возможность вычислить относительное расположение уровней генерации излучения на волнах 10 и 20 см. Статистические зависимости (40) дают возможность определить среднее для всех пульсаров выборки отношение

$$\frac{W_{20}}{W_{10}} = \frac{2\theta_{20}}{2\theta_{10}} = 1,26. \quad (59)$$

Из Таблицы 8 следует, что  $r_{20}/r_{10}$  может приближаться к 2. А для PSR J1702-4128 оно даже больше 2. Для ряда пульсаров с точностью до ошибок  $r_{20}/r_{10} = 1$ . Для них  $n_{20} \approx n_{10} \approx 1$  и соответственно  $n_{20}/n_{10} \approx 1$ . Эти объекты имеют достаточно короткие периоды, и вполне возможно, что их излучение генерируется на всех частотах вблизи светового цилиндра [11] с почти одинаковой шириной импульса на 20 и 10 см. Для них вычисление  $n$  должно осуществляться другими способами.

Выражение (57) записано для соосного ротатора [15]. В случае произвольного наклона оси диполя к оси вращения ( $\beta \neq 0$ ) угловой размер конуса излучения может быть другим. Форма полярной шапки остается до сих

пор предметом дискуссий. В работе [42] приводятся наблюдательные аргументы в пользу вытянутости диаграммы излучения в меридиональном направлении. Однако в [43] сделан противоположный вывод о том, что диаграмма вытянута в экваториальной плоскости. Более строгие расчеты [44-46] выявляют асимметрию полярной шапки, но форма ее остается при этом близкой к круговой. Размеры конуса открытых силовых линий в случае произвольного наклона оси диполя к оси вращения (Рис. 17) можно оценить из следующих соображений.

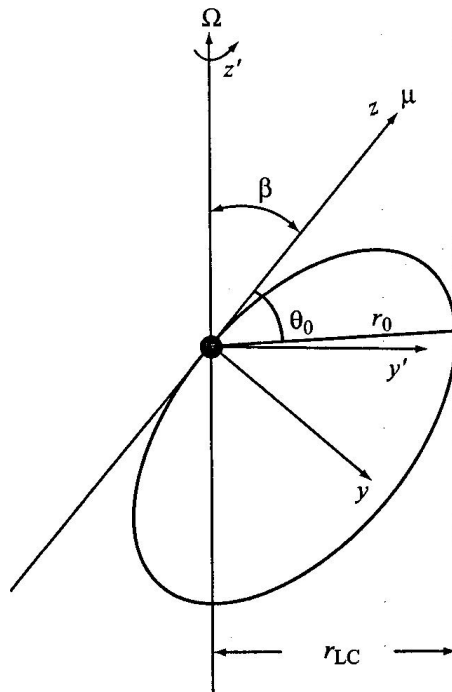


Рис. 17: Геометрия конуса открытых силовых линий при произвольном угле  $\beta$ .

От декартовых координат  $y$  и  $z$ , связанных с направлением оси магнитного диполя, перейдем к системе  $y'$  и  $z'$  с осью  $OZ'$ , направленной вдоль оси вращения. В соответствии с соотношениями, определяющими связь декартовых координат при повороте осей на угол  $\beta$ , можно записать:

$$y' = y \cos \beta + z \sin \beta \tag{60}$$

$$z' = -y \sin \beta + z \cos \beta.$$

Уравнение касательной к последней, замкнутой в пределах магнитосферы силовой линии, которая определяет ширину конуса излучения, имеет в нашем случае вид:

$$y' = y \cos \beta + z \sin \beta = r_{LC}. \quad (61)$$

С другой стороны, записывая уравнение силовой линии дипольного поля в декартовых координатах в неявном виде:

$$F(y, z) = (y^2 + z^2)^3 - A^2 y^4 \quad (62)$$

и используя известное выражение для касательной к кривой в точке с координатами  $y_0$  и  $z_0$ :

$$\frac{\partial F}{\partial y} (y_0 - y) + \frac{\partial F}{\partial z} (z_0 - z) = 0, \quad (63)$$

приходим к следующему уравнению для касательной:

$$\left( 3 \sin \theta_0 - 2A^2 \sin^3 \frac{\theta_0}{r_0^2} \right) (y_0 - y) + 3 \cos \theta_0 (z_0 - z) = 0. \quad (64)$$

Здесь учтены связи между декартовыми и полярными координатами точки касания:

$$y_0 = r_0 \sin \theta_0 \quad (65)$$

$$z_0 = r_0 \cos \theta_0,$$

Уравнения (61) и (64) описывают одну и ту же касательную в любой точке с координатами  $y$  и  $z$  и должны быть тождественными, что выполняется при соблюдении следующих равенств:



$$\begin{aligned}
3 \sin \theta_0 - 2A^2 \sin^3 \frac{\theta_0}{r_0^2} &= \cos \beta \\
3 \cos \theta_0 &= \sin \beta
\end{aligned} \tag{66}$$

$$3 \sin^2 \theta_0 - 2A^2 \sin^4 \frac{\theta_0}{r_0^2} + 3 \cos^2 \theta_0 = \frac{r_{LC}}{r_0}.$$

Решение этой системы относительно трех неизвестных  $r_0$ ,  $\theta_0$  и  $A$  дает:

$$r_0 = \frac{3r_{LC}}{\cos \beta (9 - \sin^2 \beta)^{1/2} + \sin^2 \beta}, \tag{67}$$

$$\cos \theta_0 = \frac{\sin \beta}{3}, \tag{68}$$

$$A = \frac{9 \cdot 3^{1/2} r_{LC} [(9 - \sin^2 \beta)^{1/2} - \cos \beta]^{1/2}}{2^{1/2} [\cos \beta (9 - \sin^2 \beta)^{1/2} + \sin^2 \beta] (9 - \sin^2 \beta)^{3/4}}. \tag{69}$$

Приведенное в [11, стр. 42] окончательное выражение для  $A$  содержит ошибку, которая здесь исправлена.

Полученная формула с учетом уравнения силовой линии

$$\frac{r}{\sin^2 \theta} = A \tag{70}$$

позволяет записать выражение для угловой ширины  $\theta$  конуса излучения при  $r \ll r_{LC}$  в виде:

$$\theta = \arcsin \left[ f(\beta) \sqrt{r/r_{LC}} \right]. \tag{71}$$

Функция

$$f(\beta) = \sqrt{r_{LC}/A} \quad (72)$$

при изменении  $\beta$  от  $0^\circ$  до  $90^\circ$  принимает значения от 1,00 до 0,50 (Рис. 18).

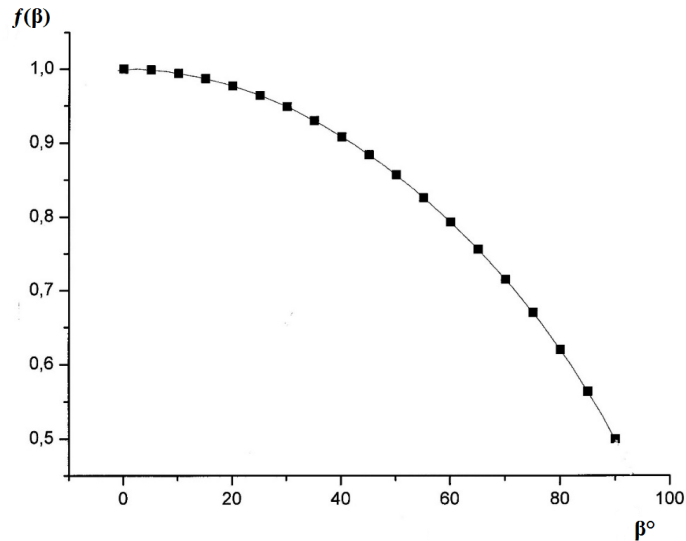


Рис. 18: Вид функции  $f(\beta)$ .

Подчеркнем, что в проведенном здесь рассмотрении сечение конуса считалось круговым, и уменьшение его углового радиуса с увеличением угла  $\beta$  оказывается одинаковым по всем направлениям. Для силовой линии, касающейся светового цилиндра с противоположной стороны от оси диполя, все полученные соотношения будут совершенно аналогичными.

При определении относительного расположения уровней генерации излучения на разных частотах с использованием выражения (71) множитель  $f(\beta)$  выпадает. Однако для оценки абсолютного расстояния уровня от нейтронной звезды этот множитель может стать существенным. Так, для углов  $\beta > 60^\circ$  расстояние  $r$  при заданном  $\theta$  будет в два раза больше, чем при  $\beta = 0^\circ$ , а для ортогональных ротаторов почти в 4 раза больше, чем для соосных пульсаров (Рис. 19). Подчеркнем, что важно не столько изменение формы полярной шапки, сколько изменение ее размера. Кроме того отметим, что для ортогонального

ротатора координаты точки касания, как следует из (67) и (68), равны  $r_0 = 3r_{LC}$ ,  $\theta_0 = 70^\circ, 53$ , в то время как для соосного пульсара  $r_0 = r_{LC}$ ,  $\theta_0 = 90^\circ$ .

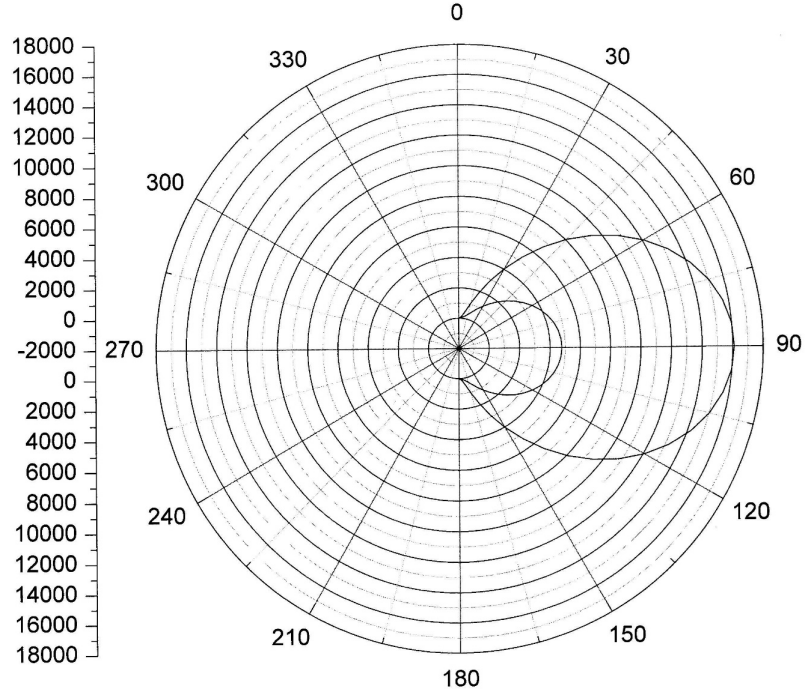


Рис. 19: Структура последних открытых силовых линий магнитного поля для соосного (внутренняя кривая) и ортогонального ротаторов. Кривые для наглядности свернуты в одну полуплоскость. Расстояния (вертикальная шкала) даны в радиусах нейтронной звезды для пульсара с периодом  $P = 1$  с.

Попытаемся оценить абсолютные значения  $r_{20}$  и  $r_{10}$ . Одна из возможностей для такой оценки связана с использованием статистических зависимостей (40). Так, выражение:

$$\theta_{10} = 6^\circ, 61 \cdot P^{-0,25} \quad (73)$$

с использованием (71) дает:

$$\left( \frac{r}{R_*} \right)_{10} = 63, 5 \frac{P^{1/2}}{f^2(\beta)}. \quad (74)$$

При получении численного коэффициента в (74) полагалось  $R_* = 10$  км.

Определив уровень генерации на одной из частот (1,5 или 3 ГГц), мы вычисляем уровень для второй частоты из соотношения:

$$r_2 = r_1 n_2^2 / n_1^2. \quad (75)$$

Другая возможность связана с предположением о том, что генерация излучения на данном уровне осуществляется на плазменной частоте:

$$\nu = \nu_p = \sqrt{\frac{2n_p e^2}{\pi m}} \quad (76)$$

в результате развития двухпотоковой неустойчивости.

Циклотронная неустойчивость может развиваться на больших расстояниях от поверхности, близко к световому цилиндру. В (76) множитель 2 учитывает суммарную концентрацию электронов и позитронов.

При оценке уровня генерации излучения на данной частоте будем полагать, что магнитное поле в области генерации имеет дипольную структуру, значительная часть энергии первичного пучка передается вторичной электрон-позитронной плазме (49), а плотность первичного пучка равна плотности Голдрайха-Джулиана (50).

При сделанных предположениях расстояние соответствующего уровня до центра нейтронной звезды определяется следующим выражением:

$$\frac{r}{R_*} = \left( \frac{e \gamma_b B_S}{\pi m c \gamma_p P \nu^2} \right)^{1/3}. \quad (77)$$

Здесь  $B_S$  — индукция магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Подставляя численные значения фундаментальных постоянных, вводя стандартные обозначения  $B_{12} = B/10^{12}$  и  $\nu_9 = \nu/10^9$  и принимая  $\gamma_b = 10^6$ ,  $\gamma_p = 10$ , получим

$$\frac{r}{R_*} = 82,4 \left( \frac{B_{12}}{P\nu_9^2} \right)^{1/3}. \quad (78)$$

Для использованных длин волн при  $B_{12} = 1$  и  $P = 1$  с  $\left(\frac{r}{R_*}\right)_{3\Gamma_{\text{ц}}} = 40$ ,  $\left(\frac{r}{R_*}\right)_{1,5\Gamma_{\text{ц}}} = 63$ .

Оценим инкремент двухпоточковой неустойчивости в области генерации этих частот, который можно записать в виде (51).

Для оценок воспользуемся моделью Усова [47], в которой в качестве пучка, пронизывающего истекающую плазму с  $\gamma_p$ , рассматривался поток вторичных частиц «хвоста» с  $\gamma_t \approx 10^3$ . Разность скоростей двух этих потоков равна приблизительно  $c/(2\gamma_p^3)$ , что при значениях  $\gamma_p = 3-10$  равно  $c/18-c/200$ . Считая, что с поверхности нейтронной звезды испускаются последовательно тонкие плазменные слои, расстояние между которыми порядка радиуса нейтронной звезды  $R_* = 10^6$  см, найдем расстояние, на котором «пучок» догонит плазму  $r = (18-200)R_*$ , т.е., в тех областях, где формируется излучение на высоких частотах.

Предположение о наличии плазменных слоев не является обязательным, поскольку в магнитосфере пульсара всегда сосуществуют потоки частиц первичного пучка, основной составляющей вторичной электрон-позитронной плазмы и ее небольшой части, принадлежащей высокоэнергичному хвосту.

Взаимодействие этих потоков может приводить к развитию неустойчивости магнитосферной плазмы. Оценим, каково будет увеличение амплитуды ленгмюровских волн за счет развития двухпоточковой неустойчивости. Для этого вычислим величину

$$\tau = \int_{R_*}^r \Gamma \frac{dr}{c} = \frac{1}{\gamma_t} \left( \frac{3\pi e B_S}{mc^3 P} \right)^{1/2} \int_{R_*}^{r_2} \left( \frac{R_*}{r} \right)^{3/2} dr, \quad (79)$$

характеризующую скорость нарастания амплитуды волн. Подставляя численные значения констант и положив  $\gamma_t = 10^4$ , получим для оцененных выше уровней генерации  $\tau_{3\Gamma_{\text{ц}}} = 18,1$  и  $\tau_{1,5\Gamma_{\text{ц}}} = 18,8$ , что соответствует увеличению амплитуды

волн в десятки миллионов раз. Конечно, в строгих моделях необходимо учитывать коэффициент трансформации энергии плазменных волн в излучение и роль нелинейных процессов, но приведенные оценки дают основание утверждать, что энергии волн вполне достаточно, чтобы объяснить генерацию когерентного радиоизлучения на соответствующих частотах.

### 4.3 ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 3

1. Показано, что по наблюдаемым значениям ширины профиля  $W_{10}$  и максимальной производной  $S$  позиционного угла поляризации в среднем профиле можно достаточно точно вычислить отношение  $n$  радиуса конуса излучения  $\theta$  к минимальному расстоянию луча зрения от центра конуса ( $\zeta - \beta$ ). Полученные значения  $n$  согласуются со сделанными ранее глазомерными оценками этого параметра по форме наблюдаемого импульса у пульсаров из каталога на частоте порядка 1 ГГц.
2. Вычислены значения  $n$  для десятков пульсаров по данным на 10 и 20 см. В стандартной модели отношение  $n$  на двух частотах равно отношению квадратов расстояний от центра нейтронной звезды уровней генерации излучения на этих частотах. У целого ряда объектов значение  $n$  очень близко к единице, что в модели полярной шапки означало бы прохождение луча зрения по самому краю конуса излучения. Однако короткие периоды большей части этих пульсаров позволяют предположить, что излучение в них генерируется вблизи светового цилиндра на всех частотах, и для них использованная методика определения  $n$  не годится. Эти пульсары были исключены из дальнейшего рассмотрения, и вычисление их геометрических характеристик — предмет отдельного исследования.
3. Для определения абсолютных значений расстояний до областей генерации использованы статистические зависимости ширины профиля от периода пульсара для этих волн и модель генерации излучения на локальной плазменной частоте. Эти оценки хорошо согласуются между собой и дают радиусы генерации  $r_{10}$  порядка нескольких десятков радиусов нейтронной звезды для волны в 10 см. На 20 см излучение формируется на более далеких расстояниях  $r_{20}$ , которые для рассмотренной выборки оказываются в среднем в 1,5-2 раза больше, чем  $r_{10}$ .
4. При проведении вычислений использованы полученные ранее значения  $\beta$  для данной выборки пульсаров, а также учтено возможное изменение

размеров полярной шапки, связанное с наклоном конуса излучения к оси вращения пульсара, т.е., влияние угла  $\beta$  между магнитным моментом и осью вращения нейтронной звезды.

5. Проведенный анализ показывает, что на ширину наблюдаемого импульса влияют сразу несколько параметров пульсара. Прежде всего, это - период его вращения, который входит как в геометрические соотношения, так и в выражения для генерируемых частот и инкрементов плазменных неустойчивостей. Важнейшей величиной, влияющей на ширину импульса, оказывается угол  $\beta$ , определяющий расстояния до уровней генерации излучения и формирования импульса. От величины и структуры магнитного поля вблизи поверхности нейтронной звезды существенным образом зависят значения лоренц-факторов частиц, участвующих в развитии плазменных неустойчивостей и формировании наблюдаемого излучения. Используемые нами статистические зависимости  $W_{10}(P)$  представляют собой лишь усредненные по другим параметрам соотношения, а влияние этих параметров проявляется в достаточно большой дисперсии точек на соответствующей диаграмме. С многопараметричностью связаны и безуспешные попытки построить универсальную зависимость ширины профиля от частоты.



## 5 ГЛАВА 4. Структура магнитосфер в радиопульсарах с интеримпульсами

В настоящее время известно более 40 радиопульсаров, в которых наряду с главными импульсами (*main pulses* - *MP*), определяющими период вращения, наблюдаются интеримпульсы (*interpulses* - *IP*), расположенные в промежутке между главными (таблица 9) [33, 48 - 54]. Эта популяция представляет особый интерес для понимания структуры магнитосферы пульсаров и механизмов их излучения. В рамках традиционных представлений о генерации наблюдаемого излучения в пределах довольно узкого конуса открытых силовых линий дипольного магнитного поля наличие интеримпульса свидетельствует о том, что данный пульсар относится к ортогональным ротаторам, т.е., к источникам, у которых наблюдатель видит излучение с обоих полюсов. В этом случае расстояние между *MP* и *IP* по долготе должно составлять  $180^\circ$ , если полному периоду соответствует  $360^\circ$ . Однако исследования показывают, что далеко не у всех пульсаров *IP* расположен ровно посередине между главными. Более того, у ряда объектов было обнаружено межимпульсное излучение (см., например [55-56]), которое трудно объяснить в рамках предположения о перпендикулярности осей. Наиболее разумное, на наш взгляд, описание таких особенностей возможно, если предположить, что эти пульсары близки по структуре к соосным ротаторам, т.е., у них малы углы между осями вращения и вектором магнитного момента нейтронной звезды, который в общепринятых моделях отождествляется с осью конуса излучения. В ряде работ (например, [11, 57 - 59]) достаточно подробно рассматривались следствия из предположения о соосности в применении к конкретным пульсарам. В отношении некоторых пульсаров (например, PSR B1055-52 и PSR B1822-09) до сих пор нет единого мнения о причине появления в них интеримпульсов. Важность понимания этих причин заставляет вновь обратиться к оценкам углов между осями в пульсарах с интеримпульсами. Данная глава работы и посвящена этой задаче. При расчетах использованы методы определения углов, описанные в предыдущих главах.

Таблица 9: Параметры пульсаров с интеримпульсами

№	Пульсар J	Пульсар В	P(сек)	$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{-15}$	Отношение энергий IP/MP	Расстояние MP-IP (град)
1	0024-7204D	0021-72D	0,0054	$-3,430 \cdot 10^{-6}$	0,2	180
2	0024-7204L	0021-72L	0,0043	$-1,2206 \cdot 10^{-4}$	0,5	130
3	0534+2200	0531+21	0,033	23	0,65(радио) 0,59(оптика) 1,1(рентген) 2,3(гамма)	145
4	0627+0706		0,476	29,9	$\sim 0,2$	180
5	0826+2637	0823+26	0,51	1,7	0,005	180
6	0828-3417	0826-34	1,849	0,99	0,1	180
7	0831-4406		0,312	1,3	$\sim 0,05$	234
8	0834-4159		0,121	4,4	$\sim 0,25$	171
9	0835-4510	0833-45	0,089	125	75(оптика) 80(рентген)	90(оптика) 150(рентген)
10	0842-4851	0840-48	0,644	9,5	$\sim 0,14$	180
11	0905-5127		0,346	24,9	0,059	175
12	0908-4913	0906-49	0,107	15,2	0,24	176
13	0953+0755	0950+08	0,253	0,2	0,012	210
14	1057-5226	1055-52	0,197	5,8	0,5	205
15	1107-5907		0,253	0,09	$\sim 0,2$	191
16	1126-6054	1124-60	0,203	0,03	$\sim 0,1$	174
17	1244-6531		1,547	7,2	$\sim 0,3$	145
18	1302-6350	1259-63	0,048	2,3	0,75	145
19	1413-6307	1409-62	0,395	7,434	$\sim 0,04$	$\sim 170$
20	1424-6438		1,024	0,24	$\sim 0,12$	223
21	1549-4848		0,288	14,1	$\sim 0,3$	180
22	1611-5209	1607-52	0,182	5,2	$<0,1$	177

№	Пульсар J	Пульсар B	P(сек)	$\left(\frac{dP}{dt}\right)_{-15}$	Отношение энергий IP/MP	Расстояние MP-IP (град)
23	1613-5234		0,655	6,6	~ 0,28	175
24	1627-4706		0,141	1,7	~ 0,13	171
25	1637-4450		0,253	0,58	~ 0,26	256
26	1637-4553	1634-45	0,119	3,2	~ 0,1	173
27	1705-1906	1702-19	0,299	4,1	0,15	180
28	1713-3844		1,600	177,4	~ 0,25	181
29	1722-3712	1719-37	0,236	10,9	0,15	180
30	1737-3555	1734-35	0,398	6,12	~ 0,04	~ 180
31	1739-2903	1736-29	0,323	7,9	0,4	180
32	1806-1920		0,880	0,017	~ 1,0	~ 136
33	1808-1726		0,241	0,012	~ 0,5	~ 223
34	1824-2452	1821-24	0,003	$1,62 \cdot 10^{-3}$	0,7	250
35	1825-0935	1822-09	0,769	52,3	0,05	185
36	1828-1101		0,072	14,8	~ 0,3	180
37	1842+0358		0,233	0,81	~ 0,23	175
38	1843-0702		0,192	2,1	~ 0,44	180
39	1849+0409		0,761	21,6	~ 0,5	181
40	1851+0418	1848+04	0,285	1,1	0,2	200
41	1852-0118		0,452	1,8	~ 0,4	144
42	1903+0925		0,357	36,9	~ 0,19	~ 240
43	1913+0832		0,134	4,6	~ 0,6	180
44	1915+1410		0,297	0,05	~ 0,21	186
45	1932+1059	1929+10	0,227	1,2	0,018	170
46	1946+1805	1944+17	0,441	0,02	0,005	175
47	2032+4127		0,143	20,1	0,18	195
48	2047+5029		0,446	4,2	0,6	175

## 5.1 Оценки углов между осями в пульсарах с интеримпульсами

Здесь при вычислениях и анализе использованы значения ширины наблюдаемого импульса  $W_{10}$  по уровню 10% и модель полярной шапки, описанная ранее. Предполагается, что размеры конуса излучения в тех объектах, где наблюдаются оба полюса, равны между собой (для МР и IP) и описываются одинаковыми статистическими зависимостями между  $W_{10}$  и периодом пульсара  $P$  из работ [34, 59]. Как и в этих работах, из рассмотрения исключены пульсары с  $P < 0,1$  с, поскольку они описываются, вероятно, другой моделью [11].

## 5.2 Предположение о центральном прохождении луча зрения

Самый простой способ оценки угла  $\beta$  связан с предположением о прохождении луча зрения через центр конуса излучения и описан в Главе 1. При вычислениях также использованы формулы для вычисления угла  $\theta$  (69) – (72). Если подставить выражения (14), (16), (69) – (72) в (17), получим уравнение для определения угла  $\beta$  при свободном параметре  $r$ . Оценку уровня генерации излучения с заданной частотой, для которой определено значение  $W_{10}$ , можно провести, используя следующие соображения.

Одной из почти наверняка реализуемых неустойчивостей в магнитосфере пульсара считается двухпоточковая неустойчивость. Известный инкремент  $\Gamma$  этой неустойчивости позволяет вычислить “оптическую толщину”, описываемую выражением (53). При последующих вычислениях вместо значений индукции магнитного поля на поверхности  $B_S$ , приведенных в каталоге [61], использованы в 2 раза большие значения (см., например, [62, с. 299–300]).

Для оценки  $r$  положим  $\tau = 10$ , что соответствует увеличению амплитуды волн в 22000 раз, и возьмем  $\gamma_b = 5 \cdot 10^6$  – среднее значение лоренц-фактора

первичного пучка. При этих значениях параметров из (53) получим:

$$r = 117R_* \left( \frac{P}{B_{12}} \right)^{1/2}, \quad (80)$$

а уравнение для определения угла  $\beta$  имеет вид

$$\frac{\left[ 1 - (1 - \sin^2 \theta)^{1/2} \right]^{1/2}}{\sqrt{2} \sin \beta} = \sin \left( \frac{W_{10}}{4} \right), \quad (81)$$

где  $\sin \theta$  выражается через  $f(\beta)$  и известные параметры:

$$\sin \theta = f(\beta) \left( \frac{r}{r_{LC}} \right)^{1/2} = 0,1565 \frac{f(\beta)}{(B_{12}P)^{1/4}}. \quad (82)$$

Исходные данные для  $W_{10}$  взяты из каталога [61]. К сожалению, не для всех объектов в нем приведены значения  $W_{10}$ . Так, они доступны только для 21 пульсара с интеримпульсами. Следует заметить, что в используемом каталоге величины  $W_{10}$  даются в миллисекундах, и для перевода их в градусную меру необходимо использовать формулу

$$W_{10} [\text{град}] = \frac{W_{10} [\text{мс}] \times 360^\circ}{P [\text{мс}]}. \quad (83)$$

Для улучшения статистики можно было бы использовать зависимость  $W_{10}(W_{50})$ , но дисперсия точек на диаграмме, отражающей эту зависимость (Рис. 20), превышает порядок величины, и для конкретного пульсара точность была бы очень плохой. Интересно, что намечается явная зависимость  $W_{10}$  от  $P$  (Рис. 21)

$$\lg W_{10} [\text{мс}] = 1,86 \pm 0,24 + (0,75 \pm 0,43) \lg P [c], \quad (84)$$

которая с учетом (83) хорошо согласуется с полученной нами ранее по большей выборке пульсаров без интеримпульсов зависимости  $W_{10} [\text{град}] \propto P^{-0,25}$  [35, 60].

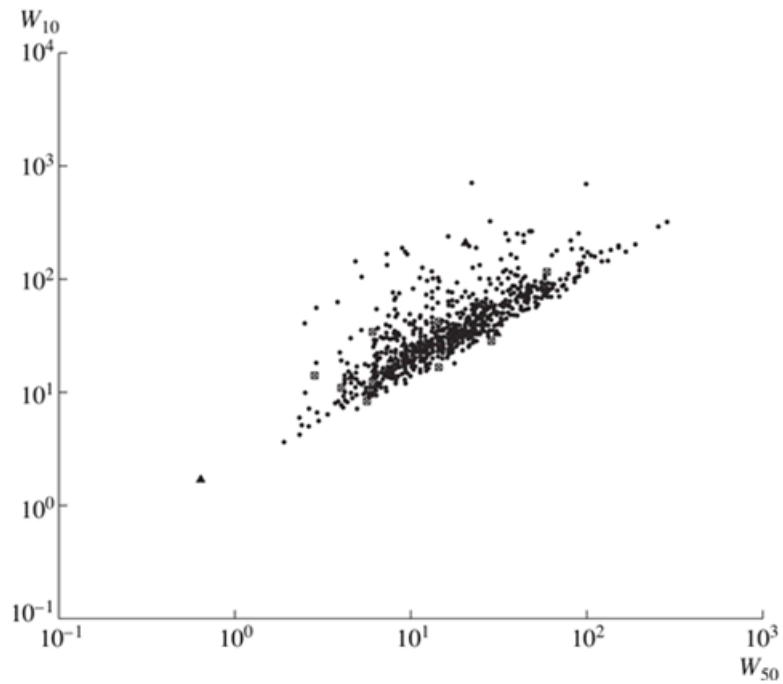


Рис. 20: Зависимость  $W_{10}(W_{50})$  по данным каталога [61].

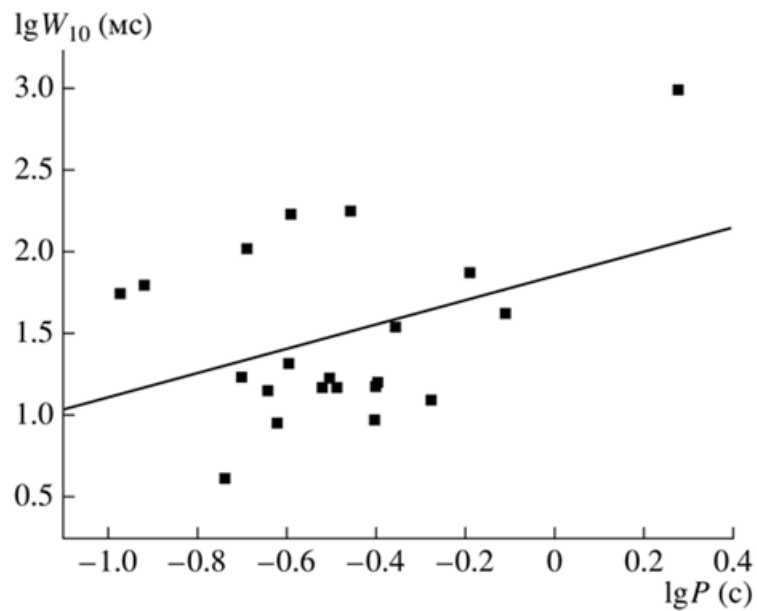


Рис. 21: Зависимость ширины импульса от периода пульсара для пульсаров с интеримпульсами из каталога [61].

Здесь использованы данные работ [49, 60–70], в которых опубликованы профили на волне около 20 см, и для части пульсаров – данные о ходе

позиционного угла  $\psi(\Phi)$ , чтобы оценить ширину профиля  $W_{10}$  и максимальную производную  $d\psi/d\Phi$ . Полученные оценки приведены в таблице 10.

Таблица 10: Значения углов  $\beta$ , вычисленные с помощью различных методов

№	Пульсар	P (сек)	$W_{10}^\circ$	C	$B_{12}$	$\frac{r}{R_*}$	$\beta_1$	$\beta_2$	$\beta_3$		$\beta_4$
									C>0	C<0	
1	0627+0706	0,48	7,2	5,85	7,68	29	47,4	37,4	40,6	73,7	<b>79,86</b> [49]
2	0826+2637	0,531	6,9	10	1,93	61	119,3	79,2	41,1	65,3	<89,5> КОМПИЛЯЦИЯ в [72]
3	0828-3417	1,849	132	0,8	2,74	96	2,5	4,8		22,2	10 [30]
4	0831-4406	0,312	19,6		1,28	58	35,5				—
5	0834-4159	0,12	33,8		1,48	33	22,8				—
6	0842-4851	0,644	8,6		5	42	58,4				—
7	0905-5127	0,346	14,9	1,7	5,94	28	29,5	12,7	35,1	23	—
8	0908-4913	0,107	20	3,3	2,58	24	24	40,2	39,2	27,2	96 [73]
9	0953+0755	0,253	30,3	2	0,49	84	29,5	30	36,4	24,2	<b>18,9</b> , <7,3> [30, 28, 74]
10	1057-5226	0,197	34,2	1,7	2,18	35	17,4	18,8	35,4	23,3	<b>6,8</b>
11	1107-5907	0,253	26,3		0,097	189	71,6				—
12	1126-6054	0,203	24,8		0,48	76	42,8				—
13	1244-6531	1,55	6	3,8	6,74	56	65,9	18,9	40,95	83,4 (23, 3)	—
14	1413-6307	0,395	10,2		3,46	40	63,3				—
15	1424-6438	1,02	31,1		1	118	15,2				—
16	1549-4848	0,288	16,8	17,2	4,08	31	30,3	73	52,4	55	90[49]
17	1611-5209	0,182	7,4	13,2	1,97	36	127,7	98,7	46,2	62,2	—
18	1613-5234	0,66	39,7		4,22	46	9				—
19	1627-4706	0,14	69,2		1	44	11,1				—
20	1637-4450	0,25	47,1		0,77	67	15,3				—
21	1637-4553	0,119	20,4	16,1	1,25	36	49,6	104,4	42,4	60,1	—
22	1705-1906	0,299	17	7	2,26	43	36,2	65,43	42,3	70,4	80[30]
23	1713-3844	1,6	8,8		34	25	20,5				—
24	1722-3712	0,236	13,9	7,1	3,24	32	47	65	41,5	70,2	<b>82</b> , 90,7[49]
25	1737-3555	0,398	8	0,35	3,16	42	100,1	3	16,4	12,4	—
26	1739-2903	0,323	14,9	11,3	3,22	37	37,5	85	43,3	63,6	<b>80</b> , 84,2 [49]
27	1806-1920	0,88	86,6		0,25	219	7,9				—

№	Пульсар	P (сек)	$W_{10}^\circ$	C	$B_{12}$	$\frac{r}{R_*}$	$\beta_1$	$\beta_2$	$\beta_3$		$\beta_4$
									C>0	C<0	
28	1808-1726	0,24	166,2		0,11	173	7,5				—
29	1825-0935	0,769	21,7	1,8	12,86	29	12,1	9,1	35,6	16,6	<b>9</b>
30	1842+0358	0,23	11,1		0,88	60	114,5				—
31	1843-0702	0,19	19,2		1,3	45	44,3				—
32	1849+0409	0,76	9,7		8,2	36	36,5				—
33	1851+0418	0,29	112,2	0,5	1,13	59	5,6	5,9	—	16,6	—
34	1852-0118	0,45	37,2		1,8	58	13,3				—
35	1903+0925	0,36	207,7		7,34	26	2				—
36	1913+0832	0,13	31,1		1,59	33	24,1				—
37	1915+1410	0,3	41,5		0,24	131	23,5				—
38	1932+1059	0,227	20,7	1	1,04	55	40,1	12,8	28,8	—	<26> КОМПИЛЯЦИЯ в [72]
39	1946+1805	0,441	42,6	0,8	0,21	170	21,1	13	27,6	18,2	<b>5</b>
40	2023+5037	0,37	9,1	5	1,96	51	101,3	45,5	39,3	76,9	<b>66</b>
41	2032+4127	0,14	34,4	1,1	3,46	24	16,7	11,8	—	20,4	<b>5</b>
42	2047+5029	0,45	6,4		2,76	47	120,8				—

Как показывает уравнение (81), в левой части которого  $\sin \beta$  стоит в знаменателе, для малых углов  $\beta$  следует ожидать более широких наблюдаемых импульсов, чем для ортогональных ротаторов. Рис. 21 и таблица 10 действительно подтверждают это предсказание. В верхней части рисунка 21 сосредоточены соосные ротаторы, в нижней – пульсары с перпендикулярными осями. Из 42 объектов, вошедших в таблицу 10, у 21 пульсара угол  $\beta$ , обозначенный как  $\beta_1$ , оказывается меньше  $30^\circ$ , у 8 пульсаров он близок к  $90^\circ$  (отличие меньше  $30^\circ$ ). Для 6 пульсаров  $\beta > 90^\circ$ . Это связано с использованием выражения для  $f(\beta)$ , в которое входит  $\cos \beta$ , и решение уравнения (81) получается при  $\cos \beta < 0$ . В большей части таких пульсаров  $\beta$  близко к  $90^\circ$ , т.е. эти объекты, по-видимому, принадлежат к ортогональным ротаторам. Что касается пульсаров с величиной  $\beta$  в интервале от  $30^\circ$  до  $60^\circ$ , то для них необходимо провести дополнительные исследования, поскольку в процессе вычислений использованы достаточно произвольные значения  $\tau$  и  $\gamma_b$ . При уменьшении  $\gamma_b$  уменьшается вычисленная величина  $\beta$ . Возможно, что для конкретных пульсаров необходимо



брать различные значения этого параметра. Кроме того, было использовано условие  $\beta = \zeta$ , отказ от которого может привести к коррекции значений  $\beta$ .

### 5.3 Использование максимальной производной позиционного угла

В рассмотренной модели зависимость позиционного угла  $\psi$  линейной поляризации от долготы  $\Phi$  описывается формулой (13) [22].

Как правило, максимальная производная позиционного угла достигается в центре профиля (см. (20)).

Очевидно, что при ограниченном значении минимального углового расстояния луча зрения от центра конуса излучения  $\zeta - \beta$ , которое не может быть больше радиуса  $\theta$  этого конуса, значение  $C$  будет тем меньше, чем меньше угол  $\beta$ . Здесь и использовано это обстоятельство. С учетом выражения (82) получим

$$\sin \beta < \frac{0,1565Cf(\beta)}{(PB_{12})^{1/4}}. \quad (85)$$

К сожалению, не для всех пульсаров с интеримпульсами существуют качественные поляризационные измерения. В таблице 10 приведены значения  $C$  для тех объектов, где были возможны соответствующие оценки. Полученные на основе соотношения (85) величины угла  $\beta$  для пульсаров с известными  $C$  указаны в таблице 10 как  $\beta_2$ . Для 10 из 21 объекта с измеренным значением  $C$  (примерно для половины источников) углы оказываются меньше  $30^\circ$ , т.е. они должны быть отнесены к соосным пульсарам. 7 пульсаров с большими значениями  $C$  имеют и большие углы  $\beta_2$ . В некоторых объектах  $\beta_2$  и  $\beta_1$  отличаются друг от друга. Для них можно попытаться получить значения углов другими методами.

## 5.4 Вычисление угла $\beta$ по ширине профиля и максимальной производной позиционного угла

Еще одна возможность оценки угла  $\beta$  связана с использованием уравнения (12), в которое входят три переменные:  $\beta$ ,  $\zeta$  и  $\theta$ . В качестве двух других уравнений для этих переменных использованы соотношения (20) и (82). Последнее может быть записано в виде

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{C (1 - \cos^2 \zeta)^{1/2}}{1 + C \cos \zeta}. \quad (86)$$

Решая эту систему относительно  $\theta$ ,  $\zeta$  и  $\beta$ , получим значения искомого угла  $\beta$ , приведенные в 10-м и 11-м столбцах таблицы 10 и обозначенные как  $\beta_3$ . Здесь необходимо подчеркнуть, что наблюдения не дают возможности определить знак  $C$ , и вычисления проведены как при  $C > 0$ , так и при  $C < 0$ . Для некоторых значений  $C$  существует решение только при  $C < 0$ .

## 5.5 Аппроксимация модельной кривой наблюдаемых значений позиционного угла

Для ряда пульсаров имеются поляризационные измерения как в главном импульсе, так и в интеримпульсе. В таких объектах можно вписать модельную зависимость  $\psi(\Phi)$ , описываемую уравнением (13) при разных значениях  $\beta$  и  $\zeta$ , в массив наблюдаемых точек и по наилучшему их согласию получить наиболее вероятную величину  $\beta$ . Такая аппроксимация проводилась ранее неоднократно другими авторами (см., например, [51, 28]), но для некоторых объектов это сделано впервые. Соответствующие значения угла  $\beta_4$  приведены в таблице 10 (последний столбец). В качестве иллюстрации на Рис. 22 показана модельная кривая для PSR J0627+0706.

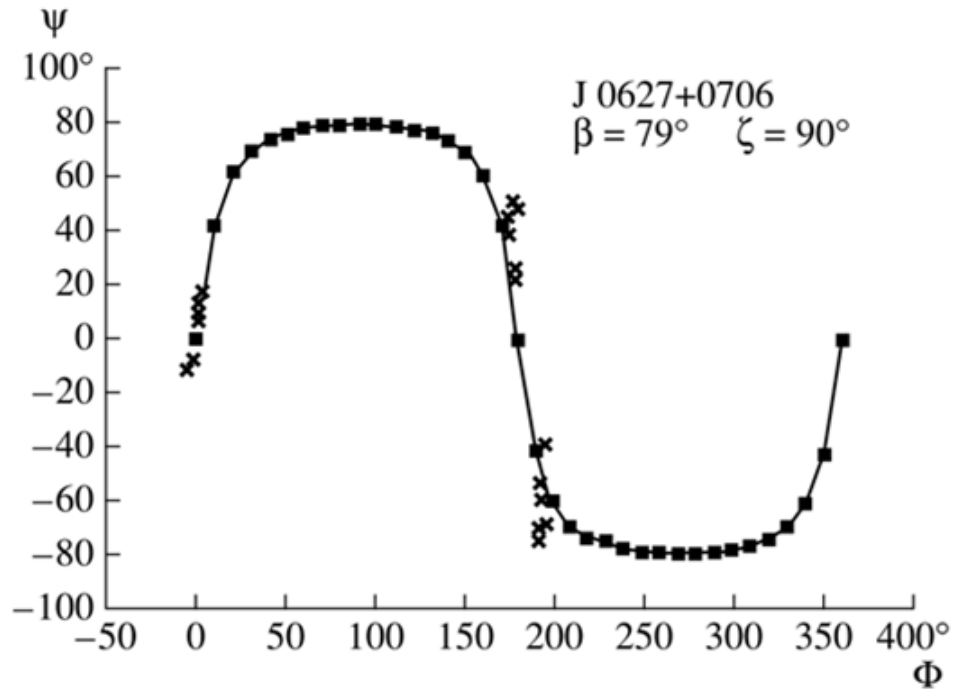


Рис. 22: Модельная кривая для пульсара  $J0627+0706$ . Крестиками показаны измеренные значения позиционного угла.

Полученные значения углов  $\beta = 79^\circ$  и  $\zeta = 90^\circ$  согласуются с их значениями из работы [49] и позволяют отнести PSR J0627+0706 к ортогональным ротаторам. Следует подчеркнуть, что для многих пульсаров с интеримпульсами поляризационные измерения на долготах интеримпульса фрагментарны и их использование в настоящее время неэффективно, поэтому в таблице 10 приведены полученные с помощью описанной в данном разделе методики значения  $\beta$  лишь для некоторых объектов.

Как уже отмечалось, аппроксимация модельной кривой измеренных значений позиционного угла проводилась неоднократно, и в указанной таблице даны углы  $\beta$ , полученные другими авторами. В тех случаях, когда аппроксимация наблюдаемых поляризационных данных проводилась в нескольких работах, приводятся средние значения  $\langle \beta_4 \rangle$ . Вычисленные в этой работе значения  $\beta_4$  выделены жирным шрифтом. Здесь нужно отметить, что функция  $\psi(\Phi)$ , описываемая выражением (13), имеет максимальную по абсолютному значению производную при  $\Phi = 0^\circ$  и при  $\Phi = 180^\circ$ :

$$C_1 = \left| \frac{d\psi}{d\Phi} \right|_{180} = -\frac{\sin \beta}{\sin(\zeta + \beta)}. \quad (87)$$

По знаку производной позиционного угла в главном импульсе ( $\Phi = 0^\circ$ ) и в интеримпульсе ( $\Phi = 180^\circ$ ) можно определенно сказать, расположен ли луч зрения наблюдателя ближе к оси вращения или дальше от нее, чем ось магнитного диполя.

При этом нужно учитывать, в каком направлении вращается пульсар, т.е. увеличивается со временем его долгота ( $d\Phi > 0$ ) или уменьшается ( $d\Phi < 0$ ).

При  $d\Phi > 0$

$$\begin{aligned} (\zeta - \beta) > 0 & \begin{cases} C > 0 \\ C_1 < 0, \end{cases} \\ (\zeta - \beta) < 0 & \begin{cases} C < 0 \\ C_1 < 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (88)$$

а при  $d\Phi < 0$

$$\begin{aligned} (\zeta - \beta) > 0 & \begin{cases} C < 0 \\ C_1 > 0, \end{cases} \\ (\zeta - \beta) < 0 & \begin{cases} C > 0 \\ C_1 > 0. \end{cases} \end{aligned} \quad (89)$$

Соотношения (88)–(89) показывают, что независимо от направления вращения нейтронной звезды, если знаки производных  $C_1$  и  $C$  одинаковы, то  $\zeta < \beta$ , т.е. луч зрения ближе к оси вращения, и, наоборот, при  $\zeta > \beta$  знаки у  $C_1$  и  $C$  будут различными. Обе положительные производные свидетельствуют об

обратном вращении нейтронной звезды. Этот вывод использован при вписывании модельных кривых в наблюдаемый ход позиционного угла.

Как уже отмечалось выше, поляризационные измерения на долготах интеримпульса, как правило, скудны, и основные данные приходятся на главный импульс. Поэтому некоторые авторы (см., например, [49]) выполняли вписывание отдельно в главном импульсе и в интеримпульсе. В этой работе сделано то же для ряда пульсаров; в качестве примера на Рис. 23 показано вписывание для PSR B0823+26.

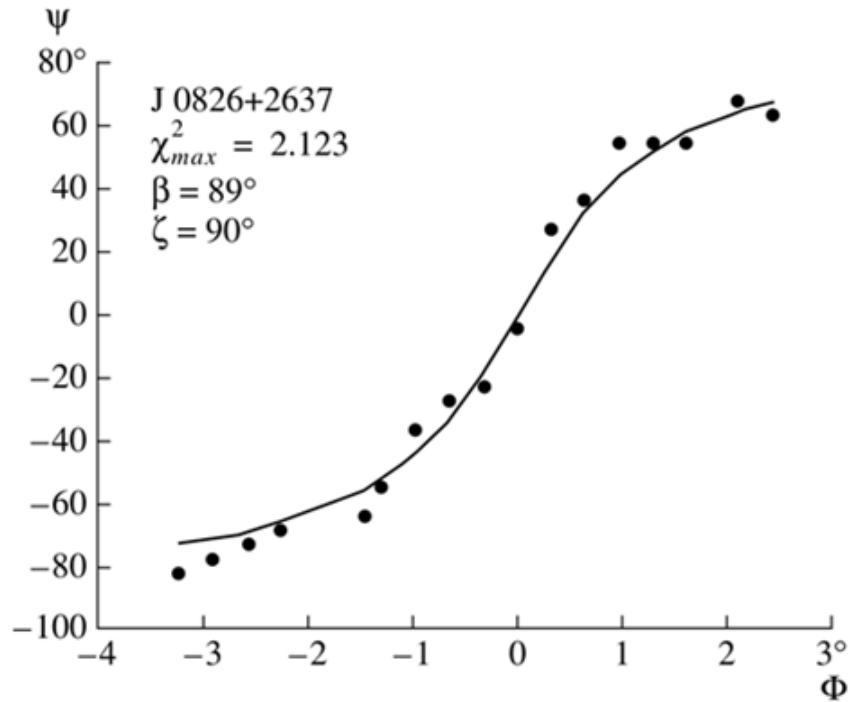


Рис. 23: Пример аппроксимации модельной кривой хода позиционного угла в главном импульсе пульсара B0823+26.

## 5.6 Использование дополнительных аргументов для оценки угла $\beta$

При ортогональности магнитного момента и оси вращения расстояние между МР и ИР должно быть очень близко к  $180^\circ$  и, кроме того, оно не должно

зависеть от частоты. В случае соосных пульсаров расстояние МР–IP может быть в принципе любым (в том числе и равным  $180^\circ$ ) и может зависеть от частоты. Анализ данных таблиц 9, 10 заставляет отнести к соосным пульсары, у которых расстояния МР–IP существенно (более чем на  $10^\circ$ ) отличаются от  $180^\circ$  и (или) оценки угла  $\beta$  дают значения менее  $30^\circ$ . К таким объектам относятся PSR J0828-3417, 0831-4406, 0834-4159, 0953+0755, 1057-5226, 1244-6531, 1424-6438, 1627-4706, 1637-4450, 1737-3555, 1806-1920, 1808-1726, 1825-0935, 1851+0418, 1852-0118, 1903+0925, 1932+1059, 1946+1805, 2032+4127.

С другой стороны, близки к ортогональности пульсары PSR J0842-4851, 0908-4913, 1107-5907, 1126-6054, 1413-6307, 1549-4848, 1637-4553, 1705-1906, 1722-3712, 1739-2903 с высокими оценками угла  $\beta$  и расстояниями МР–IP, не сильно отличающимися от  $180^\circ$ . Для остальных 13 пульсаров таблицы 10 расстояния МР–IP близки к  $180^\circ$ , но для них нет надежных оценок угла  $\beta$ , и необходимо накопление поляризационных данных.

Как уже отмечалось, наибольшие разночтения в принадлежности к соосным или ортогональным объектам существуют в отношении PSR B0950+08 (J0953+0755), B1055-52 (J1057-5226) и B1822-09 (J1825-0935). Поэтому данные для этих пульсаров будут рассмотрены более подробно.

**PSR B0950+08.** По сделанным оценкам угла  $\beta$  (таблица 10) следует, что этот пульсар относится к ротаторам, близким к соосным. Наиболее полный перечень аргументов в пользу формирования МР и IP в пределах одного полюса приведены в работе Хэнкинса и Кордса [56]:

1. наличие слабого, но заметного излучения в промежутке между МР и IP,
2. корреляция интенсивностей МР и IP,
3. отличие расстояния между МР и IP от  $180^\circ$ ,
4. монотонный поворот позиционного угла линейной поляризации продолжается в промежутке между МР и IP, достигая суммарной величины около  $180^\circ$ ,

5. близкие по величине характерные временные масштабы микроструктуры в МР и IP (130 мкс в МР и  $\sim 90$  мкс в IP).

Проблемой, которую предстоит решить в модели соосного ротатора, остается отмеченная в [56] независимость расстояния МР–IP от частоты в диапазоне от 100 МГц до 5 ГГц.

Приведенные в работе [71] кривые блеска в рентгеновском диапазоне, по мнению авторов, лучше согласуются с большими углами наклона магнитного момента к оси вращения ( $\beta = 75^\circ$ ). Однако альтернатива при  $\beta = 30^\circ$  на их рис. 4 так же хорошо описывает данные наблюдений. По-видимому, в этом случае значения  $\chi$ -квадрат для разных пар углов  $\beta$  и  $\zeta$  оказываются не сильно отличающимися друг от друга. Можно утверждать, что даже рентгеновские данные не противоречат предположению о соосности PSR B0950+08.

В работе [74] сделан вывод о том, что наилучшее согласие с наблюдениями получается при значении угла  $\beta = 105^\circ, 4 \pm 0^\circ, 5$  и  $\chi^2 = 2,2$ . Указанная ошибка нам представляется заниженной, поскольку наблюдаемый разброс в значениях позиционного угла [74, рис. 8] допускает, как показывает опыт “фиттинга”, и другие решения с почти такой же формальной ошибкой. Авторы не приводят значений  $\chi^2$  для альтернативных решений. Кроме того остается неясным, как они учитывали влияние ортогональных мод в поведении позиционного угла.

В свете высказанных соображений можно полагать, что PSR B0950+08 принадлежит к группе соосных ротаторов. На Рис. 24 приведены результаты выполненной аппроксимации наблюдений при значениях  $\beta = 18^\circ, 9$  и  $\zeta = 6^\circ, 7$ .

Как следует из этого рисунка, наибольшие отклонения модельной кривой от наблюдаемых значений  $\psi(\Phi)$  приходится на хвостовую часть главного импульса, где интенсивность очень низка и возрастают ошибки измерений.

**PSR B1055-52.** Значения  $\beta$  из таблицы 10 для этого пульсара заключены в интервале от  $8^\circ$  до  $20^\circ$ , что свидетельствует о его принадлежности к соосным объектам. Лайн и Манчестер [30] по значению производной позиционного угла в главном импульсе также определили  $\beta = 17^\circ, 9$ , хотя сами отнесли его к ортогональным ротаторам.

В пользу соосности, однако, говорят не только полученные оценки  $\beta$ ,

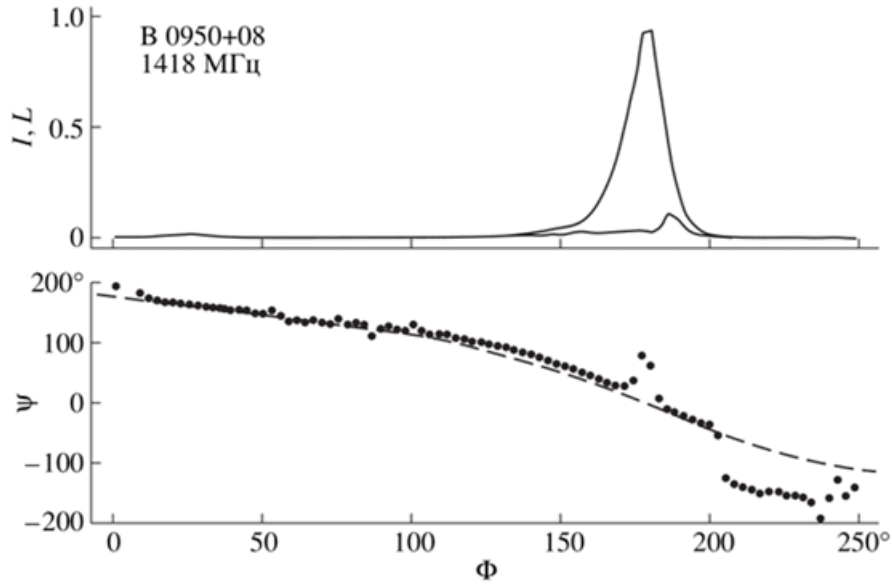


Рис. 24: Интегральный профиль ( $I$ ) и линейно-поляризованное излучение ( $L$ ) в произвольных единицах, а также измеренный ход позиционного угла (кружки) пульсара  $B0950+08$  из работы [28]. Штриховой линией показана модельная кривая при значениях углов  $\beta = 18^\circ,9$  и  $\zeta = 6^\circ,7$ . Приведенной модели соответствует  $\chi^2 = 1,44$ .

но и заметная корреляция интенсивностей главного импульса и интеримпульса [75]. Кроме того у этого пульсара профиль импульса имеет ярко выраженную двухкомпонентную структуру, что свидетельствует о близком к центру профиля прохождении луча зрения. В этом случае  $(\zeta - \beta) \ll \theta$ , и при  $C = 1,7$  (таблица 10)  $\beta < 10^\circ$ . Косвенным аргументом в пользу малости угла  $\beta$  можно считать наличие у этого пульсара мощного рентгеновского излучения [76], которое и должно наблюдаться у соосных пульсаров [77]. На Рис. 25 приведена модельная кривая для этого пульсара при  $\beta = 6^\circ,8$  и  $\zeta = -5^\circ,0$ , соответствующая наименьшей сумме квадратов отклонений измеренных значений позиционного угла (крестики на Рис.25).

**PSR B1822-09.** Полученные в этой работе оценки угла  $\beta$  для данного источника дают значение  $9^\circ$ . В работе [78] дается  $\beta = 86^\circ$ . Однако при этом сделаны предположения о том, что профиль IP принадлежит к классу  $S_t$ , а MP к классу  $T_{1/2}$  (по классификации Ранкин [79]).



Реальные формы профилей значительно сложнее [80], и выделение из них указанных компонент представляется сомнительным. В работе [80] также отмечается заметная корреляция между интенсивностями в главном импульсе и интеримпульсе, и это обстоятельство служит дополнительным основанием для отнесения PSR B1822-09 к соосным ротаторам.

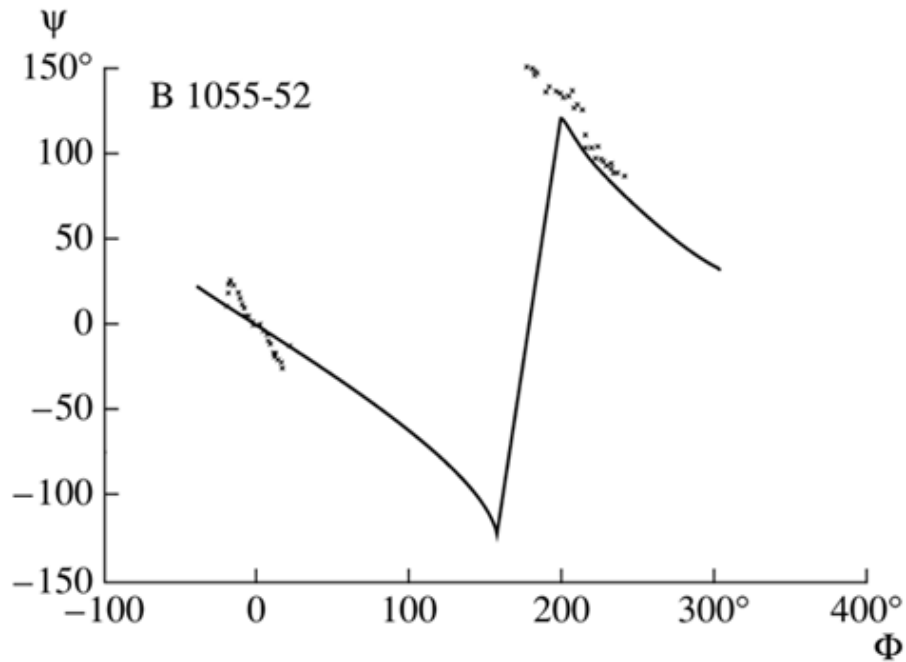


Рис. 25: Представление хода позиционного угла  $\psi$  в пульсаре B1055-52 при  $\beta=6^\circ, 8$  и  $\zeta=-5^\circ, 0$  (сплошная кривая) вместе с измеренными значениями  $\psi$  (крестики).

## 5.7 Анализ полученных результатов

Проведенные оценки углов между различными осями в пульсарах с интеримпульсами позволяют разделить их на две группы: в одну из них должны быть включены пульсары с малым углом  $\beta$  наклона магнитного момента нейтронной звезды к оси ее вращения, к другой принадлежат пульсары с почти ортогональными осями. Следует ожидать, что эти две группы отличаются и по другим параметрам. Особый интерес представляет оценка возраста объектов

в каждой из групп. С этой целью можно использовать характеристический возраст  $\tau = P/(2dP/dt)$ , расстояние  $|z|$  пульсара от плоскости Галактики и его светимость  $L$ . Каждый из этих параметров имеет свои недостатки. Характеристический возраст вычисляется в рамках модели магнитодипольного торможения нейтронной звезды и, кроме того, в предположении о рождении всех пульсаров с близким к нулевому периодом. Оба эти предположения могут оказаться неверными. Кинематический возраст, определяемый по  $z$ -расстоянию, предполагает одинаковую скорость удаления всех пульсаров относительно галактической плоскости. Реальные значения скоростей в картинной плоскости распределены в широком диапазоне (от десятков до сотен км/с, а у некоторых объектов скорость превышает 1000 км/с) [81], поэтому кинематический возраст можно использовать только вместе с другими оценками возраста. В любой из известных моделей излучения пульсаров их светимость должна уменьшаться со временем, и сравнение измеренных значений  $L$  позволяет судить об относительных возрастах объектов. Осознавая недостатки указанных оценок, можно надеяться, что в среднем они выявят правильные тенденции.

Для указанных в предыдущем разделе группах из 19 соосных и 10 ортогональных пульсаров каталог [61] дает значения  $\tau$ ,  $z$  и  $L$ , приведенные в таблицах 11-12.

Таблица 11: Соосные радиопульсары

№	Пульсар	$ z $ , кпк	Радиосветимость, мЯн·кпк <sup>2</sup>	$\tau$ , 10 <sup>5</sup> лет
1	B0826-34	0,02	4,67	294
2	J0831-4406	0,60	—	38,6
3	J0834-4159	0,18	—	4,32
4	B0950+08	0,18	27,41	175
5	B1055-52	0,18	187,27	5,35
6	J1244-6531	1,39	—	34,1
7	J1424-6438	0,52	—	676
8	J1627-4706	0,16	—	12,9
9	J1637-4450	0,21	—	69,6
10	B1734-35	0,09	—	10,3

№	Пульсар	$ z $ , кпк	Радиосветимость, мЯн·кпк <sup>2</sup>	$\tau$ , 10 <sup>5</sup> лет
11	J1806-1920	0,14	—	8190
12	J1808-1726	0,18	—	3290
13	B1822-09	0,02	36,00	2,32
14	B1848+04	0,11	—	41,4
15	J1852-0118	0,07	—	40,7
16	J1903+0925	0,11	—	1,53
17	B1929+10	0,02	39,49	31
18	B1944+17	0,05	28,90	2900
19	J2032+4127	0,09	—	1,11

Таблица 12: Ортогональные радиопульсары

№	Пульсар	$ z $ , кпк	Радиосветимость, мЯн·кпк <sup>2</sup>	$\tau$ , 10 <sup>5</sup> лет
1	B0840-48	0,62	467,12	10,7
2	B0906-49	0,12	1241,96	1,12
3	J1107-5907	0,03	—	4450
4	B1124-60	0,04	—	114
5	B1409-62	0,11	—	8,42
6	J1549-4848	0,12	40,32	3,24
7	B1634-45	0,05	220,03	5,9
8	B1702-19	0,27	40,38	11,4
9	B1719-37	0,02	157,50	3,45
10	B1736-29	0,06	—	6,49

Две выделенные группы характеризуются следующими средними значениями:

$\beta < 30^\circ$  :

$$\langle \lg \tau \rangle = 6,35 \pm 1,06,$$

$$\langle \lg L \rangle = 1,50 \pm 0,47,$$

$$\langle |z| \rangle = (0,23 \pm 0,30)_{\text{кпк}},$$

$\beta > 60^\circ$  :

$$\langle \lg \tau \rangle = 5,59 \pm 1,12,$$

$$\langle \lg L \rangle = 2,25 \pm 0,53,$$

$$\langle |z| \rangle = (0,14 \pm 0,17)_{\text{кпк}}.$$

Медианы распределений составляют:

$$\beta < 30^\circ :$$

$$\tau = 3,8 \cdot 10^6 \text{ лет},$$

$$L = 40,0 \text{ мЯн} \cdot \text{кпк}^2,$$

$$|z| = 0,21 \text{ кпк},$$

$$\beta > 60^\circ :$$

$$\tau = 7,5 \cdot 10^5 \text{ лет},$$

$$L = 188,5 \text{ мЯн} \cdot \text{кпк}^2,$$

$$|z| = 0,085 \text{ кпк}.$$

Полученные средние оценки и медианные значения возрастов показывают, что ортогональные пульсары в несколько раз моложе соосных. Однако дисперсии использованных параметров весьма велики и необходимо значительное увеличение числа объектов в указанных выборках для подтверждения полученного результата. Если этот результат будет подтвержден, то оценка возраста может быть основанием для отнесения пульсара к группе соосных или ортогональных ротаторов в тех случаях, когда прямые вычисления угла  $\beta$  не дают однозначного результата.

## 5.8 ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 4

1. С использованием разработанных нами методов выполнены оценки угла  $\beta$  между магнитным моментом нейтронной звезды и осью ее вращения для 42 радиопульсаров, в которых наблюдаются интеримпульсы.
2. Показано, что пульсары с интеримпульсами делятся на две группы. К одной из них принадлежат объекты с почти ортогональными осями (10 пульсаров), к другой – ротаторы, близкие к соосным (19 источников). Для уточнения принадлежности к одной из групп остальных 13 пульсаров необходимо накопление новых поляризационных данных.
3. По характеристическим возрастам, светимостям и  $z$ -расстояниям пульсаров исследуемой выборки оценены их возрасты. Оказалось, что ортогональные ротаторы систематически моложе соосных. Этот вывод требует подтверждения на базе новых данных, поскольку эволюция угла наклона  $\beta$  очень важна для выбора основной модели торможения вращения нейтронной звезды.

## 6 Заключение

Настоящая диссертационная работа посвящена вычислению углов между различными осями в радиопульсарах несколькими методами, корректировке и проверке этих методов на больших однородных выборках радиопульсаров, определению уровней генерации излучения на разных частотах, вычислению углов между различными осями у радиопульсаров с интеримпульсами. При выполнении работы получен ряд новых результатов.

Для четырех однородных выборок радиопульсаров проведены вычисления угла  $\beta$  несколькими методами.

Выведены уравнения для определения угла  $\beta$  между осью вращения и магнитным моментом нейтронной звезды при различной форме наблюдаемого профиля. По наблюдаемым значениям ширины профиля  $W_{10}$  и максимальной производной  $S$  позиционного угла линейной поляризации в среднем профиле определены отношения радиуса конуса излучения к минимальному расстоянию луча зрения от центра этого конуса для нескольких десятков пульсаров по данным на 10 и 20 см. Оценены расстояния от центра нейтронной звезды до уровней генерации излучения на данных частотах.

Подтверждено, что радиопульсары с интеримпульсами можно разделить на две подгруппы: ортогональные и соосные ротаторы. Из рассмотренных нами радиопульсаров к одной из групп принадлежат объекты с почти ортогональными осями (10 пульсаров), к другой – ротаторы, близкие к соосным (19 источников).

Показано, что пульсары с интеримпульсами и  $\beta \sim 90^\circ$  в несколько раз моложе соосных пульсаров с интеримпульсами.

## 7 Литература

### Список литературы

- [1] Hewish A., Bell S. J., Pilkington J. D. H., Scott P. F. and Collins R. A. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source // Nature. 1968. V. 217. Iss. 5218. P. 709 – 713.
- [2] Cocke W. J., Disney M. J., Taylor D. J. Discovery of Optical Signals from Pulsar NP 0532 // Nature. 1969. V. 221. P. 525 - 527. [Имеется перевод в сб. статей: Пульсары. М.: Мир, 1971. С. 137]
- [3] Large M. I., Vaughan A. E., Mills B. Y. A Pulsar Supernova Association? // Nature. 1968. V. 20. Iss. 5165. P. 340–341.
- [4] Staelin D.H., Raifenstein E.C. Pulsating Radio Sources near the Crab Nebula // Science. 1968. V. 162. P. 1481-1483.
- [5] Pacini F. Energy Emission from a Neutron Star // Nature. 1967. V. 216. P. 567 - 568.
- [6] Смит Ф. Г. Пульсары. М.: Мир, 1979.
- [7] Cole T. W., Pilkington J. D. H. Search for Pulsating Radio Sources in the Declination Range  $+ 44^\circ < \delta < + 90^\circ$  // Nature. 1968. V. 219. Iss. 5154. P. 574-576.
- [8] Lang Kenneth R. Periodic Variations in Pulsar Radiation Intensity // Astrophysical Journal. 1969. V. 158. P. L175.
- [9] 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 // Astronomy and Astrophysics. 1994. V. 282. № 1. P. 45-53.
- [10] 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 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1984. V. 211. P. 57-68.

- [11] Малов И. Ф. Радиопульсары. М.: Наука, 2004. 192 с.
- [12] Radhakrishnan V., Cooke D. J., Komesaroff M. M., Morris D. Evidence in support of a rotation model for the pulsar PSR 0833-45 // *Nature*. 1969. V. 211. P. 443-446.
- [13] Алексеев Ю. И. Поляризационные характеристики радиоизлучения пульсаров CP 0950 и CP 1133 на волне 3,5м // *Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика*. 1973. Т. 16. С. 762-764.
- [14] McConnell D., McCulloch P. M., Hamilton P.A., Ables J.G., Hall P. J., Jacka C.E., Hunt A. J. Radio pulsars in the Magellanic Clouds // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1991. V. 249. P. 654-657.
- [15] Goldreich P., Julian W. H. Pulsar electrodynamics // *Astrophysical Journal*. 1969. V. 157. P. 869-882.
- [16] Holloway N. J. P-N junction in pulsar magnetosphere? // *Nature*. 1973. V. 246. P. 6-9.
- [17] Ostriker J. P., Gunn J. E. On the nature of pulsars // *Astrophysical Journal*. 1969. V. 157. P. 1395-1417.
- [18] Sturrock P. A. Pulsar Radiation Mechanism // *Nature*. 1970. V. 227. P. 465-470.
- [19] Sturrock P. A. A model of pulsar // *Astrophysical Journal*. 1971. V. 164. P. 529-556.
- [20] Ruderman M. A., Sutherland P. G. Theory of pulsars - Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation // *Astrophysical Journal*. 1975. V. 196. P. 51-72 .
- [21] van Ommen T. D. et al. Polarimetric observations of southern pulsars at 800 and 950 MHz // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1997. V. 287. P. 307-327.
- [22] Komesaroff M. M. Possible Mechanism for the Pulsar Radio Emission // *Nature*. 1970. V. 225. P. 612-614.



- [23] Кузьмин А. Д., Дагкесаманская И. М. Эволюция угла между магнитной и осью вращения для 308 пульсаров // Письма в Астрономический журнал. 1983. Т. 9. С. 149.
- [24] Кузьмин А. Д., Дагкесаманская И. М., Пугачев В. Д. Ориентация магнитной оси пульсаров и ее изменения в процессе эволюции // Письма в Астрономический журнал. 1984. Т. 10. С. 854-859.
- [25] Андрианов А. С., Бескин В. С. Предельная поляризация — ключевое звено при исследовании средних профилей радиопульсаров // Письма в Астрономический журнал. 2010. Т. 36. С. 260.
- [26] Бескин В. С., Гуревич А. В., Истомина Я. Н. Механизм радиоизлучения пульсаров // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1986. Т. 44. С. 18-20.
- [27] Kazbegi A. Z., Machabeli G. Z., Melikidze G. I. On a possible mechanism of pulsar radiation // Proc. IAU Coll. Poland. 1992. № 128. P. 232-235.
- [28] Blaskiewicz M., Cordes J. M., Wasserman I. A relativistic model of pulsar polarization // Astrophysical Journal. 1991. V. 370. P. 643-669.
- [29] Малов И. Ф. Об углах между магнитным полем и осью вращения в пульсарах // Астрономический журнал. 1990. Т. 67. С. 377.
- [30] Lyne A. G., Manchester R. N. The shape of pulsar radio beams // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1988. V. 234. P. 477-508.
- [31] Малов И. Ф. Модель пульсара PSR 1822-09 // Астрономический журнал. 1995. Т. 72. С. 85.
- [32] Biggs J. D. Main Pulse / Interpulse Correlation and Mode Changing in PSR: 1055-52 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1990. V. 246. P. 341.

- [33] Weltevrede P., Johnston S. Profile and polarization characteristics of energetic pulsar // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2008. V. 391. P.1210-1226.
- [34] Манчестер Р., Тейлор Дж. Пульсары. М.: Мир, 1980.
- [35] Малов И. Ф., Никитина Е. Б. Углы между осью вращения и магнитным моментом в 80 радиопульсарах по данным наблюдений на частотах около 1 ГГц // Астрономический журнал. 2011. Т. 88. С. 22.
- [36] Малов О. И., Малофеев В. М. Профили средних импульсов радиопульсаров на 102 и 111 МГц // Астрономический журнал. 2010. Т. 87. С. 238.
- [37] Manchester R. N., Taylor J. H. Observed and derived parameters for 330 pulsars // Astronomical Journal. 1981. V. 86. P. 1953-1973.
- [38] Малов И. Ф. Об углах между осью магнитного диполя и осью вращения в пульсарах // Астрофизика. 1986. Т. 24. С. 507.
- [39] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.:Наука, 1988.
- [40] Bludman S. A., Watson K. M., Rosenbluth M. N. Statistical Mechanics of Relativistic Streams II // Physics of Fluids. 1960. V. 3. P. 747-757.
- [41] Малов И. Ф. Распределение излучающих областей в магнитосферах пульсаров // Письма в Астрономический журнал. 1991. Т. 17. С. 595-604.
- [42] Narayan R., Vivekanand M. Geometry of pulsar beams - Relative orientations of rotation axis, magnetic axis, and line of sight // Astronomy and Astrophysics. 1982. V. 113. P. L3-L6.
- [43] Biggs J. D. Meridional Compression of Radio Pulsar Beams // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 1990. V. 45. P. 514.
- [44] Arendt P. N., Eilek Jr., Eilek J. A. The Shape of Polar Cap // e-Print arXiv:astroph/9801257v1. 1998.

- [45] Bai X.-N., Spitkovsky A. Uncertainties of Modeling Gamma-ray Pulsar Light Curves Using Vacuum Dipole Magnetic Field // *Astrophysical Journal*. 2010. V. 715. P. 1270-1281.
- [46] Bai X.-N., Spitkovsky A. Modeling of Gamma-ray Pulsar Light Curves Using the Force-free Magnetic Field // *Astrophysical Journal*. 2010. V. 715. P. 1282-1301.
- [47] Усов В. В. Пучковая неустойчивость и генерация ленгмюровских колебаний в магнитосферах пульсаров // *Астрономический циркуляр*. 1986. № 1431. С. 1-3.
- [48] Weltevrede P., Johnston S. The population of pulsars with interpulses and the implications for beam evolution // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2008. V. 387. Iss. 4. P. 1755-1760.
- [49] Keith M. J., Johnston S., Weltevrede P., Kramer M. Polarization measurements of five pulsars with interpulses // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2010. V. 402. Iss. 2. P. 745-752.
- [50] Taylor J. H., Manchester R. N., Lyne A. G. Catalog of 558 pulsars // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 1993. V. 88. P. 529-568.
- [51] Manchester R. N., Lyne A. G. Pulsar interpulses - Two poles or one // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1977. V. 181. P. 761-767.
- [52] Taylor J. H., Stinebring D. R. Recent progress in the understanding of pulsars // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. 1986. V. 24. P. 285-327.
- [53] Biggs J. D., Lyne A. G., Hamilton P. A. et al. A search for interpulses from southern pulsars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1988. V. 235. P. 255-260.
- [54] Perry T. E., Lyne A. G. Unpulsed radio emission from pulsars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1985. V. 212. P. 489-496.
- [55] Смирнова Т. В., Шабанова Т. В. Межимпульсное радиоизлучение пульсаров // *Труды ФИАН*. 1989. Т. 199. С. 68.

- [56] Hankins T. H., Cordes J. M. Interpulse emission from pulsar 0950+08 - How many poles // *Astrophysical Journal*. 1981. V. 249. P. 241-253.
- [57] Narayan R., Vivekanand M. A new model for the emission geometry in PSR 0950+08 // *Astrophysical Journal*. 1983. V. 274. P. 771-775.
- [58] Gil J., Gronkowski P., Rudnicki W. Geometry of the emission region of PSR 0950+08 // *Astronomy and Astrophysics*. 1984. V. 132. P. 312-316.
- [59] Малов И. Ф. Модель пульсара PSR 1822-09 // *Астрономический журнал*. 1995. Т. 72. С. 185-189.
- [60] Малов И. Ф., Никитина Е. Б. О геометрии магнитосферы радиопульсаров // *Астрономический журнал*. 2011. Т. 88. С. 954-965.
- [61] Manchester R. N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue // *The Astronomical Journal*. 2005. V. 129. Iss. 4. P. 1993-2006.
- [62] Шапиро С., Тьюколски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, ч. II. М.:Мир, 1986.
- [63] Manchester R. N., Hamilton P. A., McCulloch P. M. Polarization characteristics of southern pulsars. III - 1612 MHz observations // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1980. V. 192. P. 153-177.
- [64] Gould D. M., Lyne A. G. Multifrequency polarimetry of 300 radio pulsars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1998. V. 301. P. 235-260.
- [65] D'Amico N., Stappers B. W., Bailes M., et al. The Parkes Southern Pulsar Survey - III. Timing of long-period pulsars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1998. V. 297. Iss. 1. P. 28-40.
- [66] Morris D. J., Hobbs J., Lyne A. G. et al. The Parkes Multibeam Pulsar Survey - II. Discovery and timing of 120 pulsars // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2002. V. 335. P. 275-290.

- [67] Kramer M., Bell J. F., Manchester R. N. et al. The Parkes Multibeam Pulsar Survey - III. Young pulsars and the discovery and timing of 200 pulsars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2003. V. 342. P. 1299-1324.
- [68] Hobbs G., Faulkner A., Stairs J. H. et al. The Parkes multibeam pulsar survey - IV. Discovery of 180 pulsars and parameters for 281 previously known pulsars // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2004. V. 352. Iss. 4. P. 1439-1472.
- [69] Lorimer D. R., Faulkner A. J., Lyne A. G. et al. The Parkes Multibeam Pulsar Survey - VI. Discovery and timing of 142 pulsars and a Galactic population analysis // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2006. V. 372. Iss. 2. P. 777-800.
- [70] Keith M. J., Eatough R. P., Lyne A. G. et al. Discovery of 28 pulsars using new techniques for sorting pulsar candidates // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2009. V. 395. Iss. 2. P. 837-846.
- [71] Zavlin V. E., Pavlov G. G. X-Ray Emission from the Old Pulsar B0950+08 // Astrophysical Journal. 2004. V. 616. Iss. 1. P. 452-462.
- [72] Kramer M., Johnston S. High-precision geometry of a double-pole pulsar // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2008. V. 390. Iss. 1. P. 87-92.
- [73] von Hoensbroech A., Xilouris K. M. Does radius-to-frequency mapping persist close to the pulsar surface? // Astronomy and Astrophysics. 1997. V. 324. P. 981-987.
- [74] Everett J. E., Weisberg J. M. Emission Beam Geometry of Selected Pulsars Derived from Average Pulse Polarization Data // Astrophysical Journal. 2001. V. 553. Iss. 1. P. 341-357.
- [75] Biggs J. D. Main pulse - interpulse correlation and mode changing in PSR 1055-52 // Proc. IAU Coll. 1992. Polland. № 128. P. 261-264.
- [76] Brinrman W., Ogelman H. Soft X-ray observations of the radio pulsar PSR 1055-52 // Astronomy and Astrophysics. 1987. V. 182. P. 71-74.

- [77] Малов И. Ф. О поиске рентгеновского излучения от соосных радиопульсаров // Письма в Астрономический журнал. 1989. Т. 15. С. 455-461.
- [78] Rankin J. M. Toward an empirical theory of pulsar emission. IV - Geometry of the core emission region // Astrophysical Journal. 1990. V. 352. P. 247-257.
- [79] Rankin J. M. Toward an empirical theory of pulsar emission. I Morphological taxonomy // Astrophysical Journal. 1983. V. 274. P. 333-368.
- [80] Gil J. A., Jessner A., Kijak J. et al. Multifrequency study of PSR 1822-09 // Astronomy and Astrophysics. 1994. V. 282. P. 45-53.
- [81] Arzoumanian Z., Chernoff D. F., Cordes J. M. The Velocity Distribution of Isolated Radio Pulsars // Astrophysical Journal. 2002. V. 568. Iss. 1. P. 289-301.

## 8 Приложение А

Таблица 13: Среднее значение угла  $\beta$  для всех пульсаров

№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$	№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$	№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$
1	J0034-0721	7,3	27	J0636-4549	27,0	53	J0857-4424	13,4
2	J0051+0423	5,5	28	J0656-2228	20,3	54	J0901-4624	10,4
3	J0108-1431	23,9	29	J0656-5449	13,8	55	J0902-6325	12,4
4	J0134-2937	16,3	30	J0659+1414	25,9	56	J0905-4536	2,2
5	J0151-0635	4,3	31	J0709-5923	30,1	57	J0905-5127	21,9
6	J0152-1637	31,0	32	J0719-2545	16,4	58	J0907-5157	30,3
7	J0206-4028	35,8	33	J0729-1448	9,5	59	J0908-4913	29,4
8	J0211-8159	4,8	34	J0729-1836	11,6	60	J0922+0638	43,1
9	J0255-5304	35,8	35	J0738-4042	29,7	61	J0924-5302	17,8
10	J0304+1932	10,7	36	J0742-2822	37,9	62	J0924-5814	4,8
11	J0401-7608	32,3	37	J0745-5353	32,4	63	J0932-3217	30,0
12	J0448-2749	13,3	38	J0749-4247	20,6	64	J0934-4154	13,2
13	J0450-1248	7,4	39	J0809-4753	24,9	65	J0934-5249	42,7
14	J0452-1759	15,0	40	J0820-1350	58,8	66	J0941-5244	14,6
15	J0459-0210	13,5	41	J0820-3921	4,0	67	J0942-5552	39,9
16	J0520-2553	13,1	42	J0821-3824	9,6	68	J0942-5657	33,7
17	J0525+1115	13,3	43	J0821-4221	10,1	69	J0953+0755	15,6
18	J0533+0402	18,4	44	J0834-4159	14,3	70	J0954-5430	45,6
19	J0536-7543	31,2	45	J0837+0610	32,5	71	J0955-5304	25,2
20	J0540-7125	10,8	46	J0837-4135	56,6	72	J1001-5507	47,9
21	J0543+2329	11,0	47	J0838-2621	6,9	73	J1003-4747	12,0
22	J0601-0527	10,5	48	J0843-5022	14,3	74	J1015-5719	20,5
23	J0614+2229	35,5	49	J0846-3533	12,4	75	J1016-5345	29,2
24	J0624-0424	8,2	50	J0849-6322	10,2	76	J1016-5857	7,9
25	J0630-2834	30,8	51	J0855-3331	47,7	77	J1017-5621	22,1
26	J0631+1036	10,1	52	J0856-6137	13,4	78	J1019-5749	30,9

№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$	№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$	№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$
79	J1020-6026	4,5	108	J1138-6207	28,8	137	J1327-6400	10,0
80	J1032-5911	8,1	109	J1141-3107	11,1	138	J1333-4449	24,1
81	J1034-3224	1,9	110	J1141-3322	9,4	139	J1339-4712	34,5
82	J1036-4926	17,6	111	J1143-5158	22,4	140	J1340-6456	9,9
83	J1038-5831	17,2	112	J1146-6030	13,6	141	J1341-6220	20,6
84	J1043-6116	18,4	113	J1157-6224	19,5	142	J1349-6130	39,5
85	J1046-5813	19,2	114	J1204-6843	18,2	143	J1352-6803	8,6
86	J1047-3032	5,0	115	J1215-5328	7,2	144	J1356-5521	9,2
87	J1047-6709	14,1	116	J1216-6223	9,7	145	J1357-6429	25,9
88	J1048-5832	38,9	117	J1224-6407	26,1	146	J1359-6038	37,3
89	J1052-5954	19,6	118	J1225-5556	17,3	147	J1401-6357	35,6
90	J1055-6028	12,1	119	J1225-6408	11,7	148	J1403-7646	4,2
91	J1056-6258	28,9	120	J1231-4609	7,5	149	J1406-6121	41,9
92	J1057-5226	27,8	121	J1236-5033	9,0	150	J1410-7404	87,8
93	J1059-5742	55,5	122	J1240-4124	31,5	151	J1412-6145	14,2
94	J1110-5637	12,1	123	J1243-6423	58,9	152	J1413-6307	38,0
95	J1112-6613	10,6	124	J1244-5053	18,5	153	J1415-6621	17,9
96	J1112-6926	11,7	125	J1248-6344	6,3	154	J1427-4158	13,6
97	J1114-6100	8,9	126	J1253-5820	15,2	155	J1428-5530	36,1
98	J1115-6052	28,7	127	J1301-6305	3,7	156	J1430-6623	25,9
99	J1116-4122	46,7	128	J1305-6455	6,4	157	J1452-5851	25,3
100	J1119-6127	27,1	129	J1305-6203	25,7	158	J1453-6413	44,7
101	J1123-4844	13,2	130	J1306-6617	5,3	159	J1456-6843	31,4
102	J1123-6259	30,3	131	J1319-6056	16,8	160	J1507-4352	23,5
103	J1126-6054	18,7	132	J1320-5359	34,7	161	J1507-6640	43,4
104	J1126-6942	15,6	133	J1320-3512	9,6	162	J1512-5759	36,5
105	J1133-6250	1,7	134	J1326-5859	38,3	163	J1513-5908	22,8
106	J1136+1551	47,5	135	J1327-6222	19,9	164	J1514-4834	21,3
107	J1137-6700	2,6	136	J1327-6301	6,5	165	J1514-5925	38,1



№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$	№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$	№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$
166	J1515-5720	13,1	195	J1607-0032	26,9	224	J1650-4921	32,8
167	J1517-4356	17,9	196	J1609-1930	27,8	225	J1651-4246	27,3
168	J1522-5829	9,5	197	J1611-5209	58,3	226	J1651-7642	7,1
169	J1524-5706	43,1	198	J1612-2408	14,7	227	J1652-1400	9,6
170	J1528-4109	20,8	199	J1614-3937	11,3	228	J1653-3838	16,5
171	J1530-5327	16,5	200	J1614-5048	17,4	229	J1654-2713	15,9
172	J1531-4012	16,5	201	J1615-5537	18,2	230	J1655-3048	2,9
173	J1534-5334	19,9	202	J1626-4807	7,4	231	J1700-3312	11,9
174	J1534-5405	9,8	203	J1632-4757	15,3	232	J1701-4533	6,9
175	J1535-4114	12,2	204	J1632-4818	16,4	233	J1701-3726	9,4
176	J1536-3602	6,2	205	J1633-5015	13,9	234	J1702-4128	33,9
177	J1538-5551	63,8	206	J1637-4553	18,0	235	J1702-4306	11,5
178	J1539-5626	27,2	207	J1637-4642	28,9	236	J1702-4310	29,0
179	J1541-5535	25,3	208	J1638-4417	11,6	237	J1703-3241	56,6
180	J1542-5034	32,8	209	J1638-4608	62,6	238	J1703-4851	10,2
181	J1543-5459	44,3	210	J1638-4725	8,9	239	J1705-1906	46,6
182	J1548-5607	9,1	211	J1639-4604	10,4	240	J1705-3950	34,6
183	J1549-4848	16,7	212	J1640-4715	14,3	241	J1709-1640	61,2
184	J1551-5310	18,4	213	J1641-2347	7,6	242	J1709-4429	29,9
185	J1557-4258	12,6	214	J1643-4505	14,6	243	J1713-3949	38,0
186	J1559-4438	25,1	215	J1644-4559	8,5	244	J1714-1054	26,6
187	J1600-5044	28,7	216	J1646-4346	16,8	245	J1715-3903	21,8
188	J1600-5751	5,4	217	J1645-0317	14,2	246	J1717-5800	5,8
189	J1601-5335	14,0	218	J1646-6831	28,7	247	J1718-3718	17,2
190	J1602-5100	23,7	219	J1648-4611	23,8	248	J1719-4006	13,5
191	J1603-3539	7,9	220	J1649-4653	19,3	249	J1721-3532	37,0
192	J1603-5657	54,4	221	J1649-5553	3,0	250	J1722-3207	30,0
193	J1604-4909	31,1	222	J1650-1654	11,7	251	J1722-3632	7,2
194	J1605-5257	4,5	223	J1650-4502	46,1	252	J1722-3712	43,7

№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$	№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$	№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$
253	J1723-3659	31,0	282	J1759-2302	4,0	311	J1828-1057	6,6
254	J1726-3530	39,1	283	J1801-2154	29,7	312	J1829-1751	18,4
255	J1730-3350	66,0	284	J1801-2304	11,0	313	J1830-1059	35,4
256	J1731-4744	28,5	285	J1801-2451	12,4	314	J1832-0827	17,4
257	J1733-2228	5,1	286	J1801-2920	9,0	315	J1834-0731	13,9
258	J1733-3716	28,2	287	J1803-2137	28,1	316	J1835-0643	13,0
259	J1734-3333	29,2	288	J1803-2712	7,1	317	J1835-0944	11,0
260	J1735-3258	10,2	289	J1805-0619	10,4	318	J1835-1106	48,4
261	J1737-3137	23,3	290	J1806-2125	18,2	319	J1837-0045	15,5
262	J1737-3555	19,4	291	J1807-0847	21,1	320	J1837-0559	13,3
263	J1738-2955	20,3	292	J1808-0813	11,9	321	J1837+1221	18,7
264	J1739+0612	10,3	293	J1808-3249	13,2	322	J1837-1837	20,4
265	J1739-1313	50,7	294	J1809-0743	10,0	323	J1838-0453	14,8
266	J1739-2903	23,1	295	J1811-0154	12,3	324	J1838-0549	12,7
267	J1739-3023	27,8	296	J1812-1910	9,2	325	J1839-0905	13,6
268	J1740-3015	41,1	297	J1814-1744	7,9	326	J1841-0345	7,5
269	J1741-3927	58,9	298	J1815-1738	32,8	327	J1841-0425	30,4
270	J1742-4616	6,1	299	J1816-5643	14,0	328	J1841-7845	5,7
271	J1743-3150	12,8	300	J1817-3837	24,8	329	J1842-0905	11,5
272	J1743-3153	7,4	301	J1819+1305	5,7	330	J1842+1332	1,9
273	J1743-4212	13,4	302	J1820-0427	37,1	331	J1843-0355	7,0
274	J1745-3040	18,9	303	J1820-1529	23,4	332	J1843-0702	21,6
275	J1749-3002	4,0	304	J1820-1818	8,9	333	J1844-0256	5,4
276	J1750-3157	5,6	305	J1821-1419	7,9	334	J1844-0538	25,2
277	J1751-4657	34,4	306	J1822-2256	9,9	335	J1845-0316	6,3
278	J1752-2806	42,0	307	J1824-1945	58,8	336	J1845-0434	27,3
279	J1755-2534	5,8	308	J1825-0935	23,7	337	J1845-0743	10,1
280	J1756-2225	12,2	309	J1825-1446	23,6	338	J1847-0402	12,6
281	J1757-2421	8,8	310	J1826-1334	24,7	339	J1848-0123	17,0

№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$	№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$	№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$
340	J1848-1414	8,9	353	J1919+0134	9,1	366	J2006-0807	3,2
341	J1848-1952	43,0	354	J1932+1059	28,0	367	J2007+0809	1,5
342	J1852-2610	7,8	355	J1932-3655	16,2	368	J2046-0421	34,5
343	J1853+0011	19,4	356	J1941-2602	47,1	369	J2048-1616	42,2
344	J1855-0941	5,0	357	J1943+0609	13,3	370	J2053-7200	42,8
345	J1900-2600	9,6	358	J1943-1237	39,9	371	J2108-3429	25,7
346	J1901+0331	48,7	359	J1944-1750	4,9	372	J2116+1414	10,9
347	J1901-0906	14,1	360	J1946+1805	11,1	373	J2155-3118	59,8
348	J1901-1740	8,7	361	J1946-2913	17,0	374	J2248-0101	17,6
349	J1903+0135	42,8	362	J1946-1312	14,9	375	J2324-6054	66,2
350	J1904+0004	8,4	363	J1947+0915	12,3	376	J2330-2005	65,6
351	J1904-1224	17,6	364	J1949-2524	37,9	377	J2346-0609	9,6
352	J1913-0440	48,9	365	J1956+0838	8,1			

## 9 Приложение В

Таблица 14: Среднее значение угла  $\beta$  для пульсаров с интеримпульсами

№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$
1	0627+0706	60,7
2	0826+2637	78,9
3	0828-3417	9,9
4	0831-4406	35,5
5	0834-4159	22,8
6	0842-4851	58,4
7	0905-5127	25,1
8	0908-4913	45,3
9	0953+0755	24,4
10	1057-5226	20,3
11	1107-5907	71,6
12	1126-6054	42,8
13	1244-6531	46,5
14	1413-6307	63,3
15	1424-6438	15,2
16	1549-4848	60,1
17	1611-5209	83,7
18	1613-5234	9,0
19	1627-4706	11,1
20	1637-4450	15,3
21	1637-4553	64,1

№	Пульсар J	$\langle\beta\rangle$
22	1705-1906	58,9
23	1713-3844	20,5
24	1722-3712	66,1
25	1737-3555	33,0
26	1739-2903	65,6
27	1806-1920	7,9
28	1808-1726	7,5
29	1825-0935	16,5
30	1842+0358	114,5
31	1843-0702	44,3
32	1849+0409	36,5
33	1851+0418	9,4
34	1852-0118	13,3
35	1903+0925	2,0
36	1913+0832	24,1
37	1915+1410	23,5
38	1932+1059	26,9
39	1946+1805	17,0
40	2023+5037	65,8
41	2032+4127	13,5
42	2047+5029	120,8