

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Тольяттинский государственный университет»

Институт математики, физики и информационных технологий

(наименование института полностью)

Кафедра «Прикладная математика и информатика»

(наименование кафедры)

01.04.02 ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

(код и наименование направления подготовки)

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

(направленность (профиль))

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

на тему Модель кинематики прецессирующей струи SS433
взаимодействующей со средой

Студент _____ Н.С. Кузяев _____

Научный руководитель _____ А.А. Панферов _____

Руководитель программы д.ф.-м.н. доцент, С.В. Талалов _____

(ученая степень, звание, И.О. Фамилия)

(личная подпись)

« _____ » _____ 20 _____ г.

Допустить к защите

Заведующий кафедрой к.т.н., доцент, А.В. Очеповский _____

(ученая степень, звание, И.О. Фамилия)

(личная подпись)

« _____ » _____ 20 _____ г.

Тольятти 2018

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1 Стандартная кинематическая модель струй SS433.....	9
1.1 Струи SS433.....	9
1.2 Кинематическая модель оптических струй.....	13
1.2.1 Спектральные линии струй.....	13
1.2.2 Кинематическая модель и прецессия радио струй.....	17
1.3 Кинематическая модель радиоструй.....	24
1.4 Проблема определения расстояния до SS433	29
Глава 2. Приложение стандартной кинематической модели к наблюдательным данным. Ограничения модели.....	32
2.1 Кинематическая модель из исследований Hjellming and Johnston (1981 г.) и Niell и др. (1982 г.).....	32
2.2 Кинематическая модель из исследования Fejes (1986)	34
2.3 Кинематическая модель из исследования Romney et al. (1987 г.).....	37
2.4 Кинематическая модель из исследований Vermeulen (1993г.).....	44
2.5 Кинематическая модель из исследований Stirling et al. (2002 г.) и Stirling et al. (2004 г.)	45
2.6.Кинематическая модель из исследований Blundell and Bowler (2004 г.)	51
Глава 3. Динамическая модель струй SS433.	56
3.1 Введение в динамическую модель струй SS433 Panferov (2014 г.)	56
3.2 Моделирование динамической струи SS433.....	63
3.3 Подведение итогов.....	68
3.4 Результаты и выводы по динамической модели Panferov (2014).....	73
Глава 4 Определение параметров кинематической модели, учитывающей замедление.....	74
4.1 Модель кинематики релятивистских прецессирующих струй с учетом ускорения.....	74
4.2 Кинематическая модель струй с учетом ускорения.....	79
4.3 Данные наблюдений	83

4.4 Оптимальные параметры модели.....	92
Заключение.....	94
Список используемой литературы	96
Приложение 1 Код листинг.....	99

Введение

Открытие внегалактических струй должно рассматриваться как один из триумфов астрофизики, поскольку он включает в себя одно из относительно немногих фактических предсказаний в этой фундаментально наблюдаемой науке. Ранние радиотелескопы показали существование внегалактических источников двойного радиоизлучения, и привели к открытию квазаров в 1960-х годах. Сочетание нетепловых, по существу степенных, радио спектров и часто значительной поляризации очень быстро привело к тому, что механизм излучения был идентифицирован как синхротронное излучение релятивистских заряженных частиц на спиральных орбитах вокруг линий магнитного поля. Эти чрезвычайно большие (типичные масштабы 100 кпс) и мощные (типичные источники $L_r - 10^{44}$ эрг s^{-1}) источники питались струями, выходящими из центров эллиптических галактик [39].

Только с динамическим диапазоном, предоставленным очень крупным массивом и другими радиотелескопами, изобретенными позднее в 1970-х годах, многие из этих струй были обнаружены [39]. Помимо этого, были обнаружены и конкурирующие модели, содержащие в себе капли («блобы» или «плазмиды» или «плазмоны») радио излучающие плазму или гравитационные рогатки (которая не будет рассматриваться в данной статье), которые выбрасывают независимые источники плазмы [39].

Струи активных галактических ядер могут нести значительную долю аккреционной силы черной дыры в межзвездное, и даже внегалактическое пространство. Струи обильно излучают радио, рентгеновские и γ – лучевые частоты. В самых экстремальных случаях скорость наружного потока соответствует 40 и более коэффициентам Лоренца.

Поскольку аккреция на черные дыры звездной массы часто сопровождается парой струй, исходящих от вращающихся полюсов, мы можем ожидать еще более впечатляющую марку струй в активных галактических ядрах (AGN). Действительно, струи AGN были первыми, из

тех которые возможно было наблюдать. Эти системы с их сверхмассивными черными дырами от миллионов до миллиардов солнечных масс могут создавать сверхмалые струи, которые пробиваются сквозь межзвездную среду и в межгалактическое пространство, заканчиваясь огромными, волнистыми долями, подчеркиваемые горячими точками. Даже менее светлые варианты беспокоят газ во множестве галактик. В эпоху формирования галактики это, возможно, контролировало инфузию газа, так что центральная черная дыра и галактическая выпуклость возрастали в зависимости друг от друга [25].

Широкое разнообразие AGN отражается в разнообразии их струй. Они варьируются от относительно медленных, слабых и слабо коллимированных течений в сейфертовских галактиках до сильных струй с релятивистскими скоростями в радиогалактиках Фанарофф-Райли (FR) I и BLLacertae (BLLac) объектами к самым светлым, высокоосновным и релятивистским пучкам в радиолокациях FRII и радио-громких квазарах [25]. Причина этой дихотомии неясна, хотя она, вероятно, относится к галактической среде, причем сейфертовские галактики обычно имеют спиральную морфологию, источники FRI, размещенные гигантскими эллиптическими галактиками в богатых кластерах, и объекты FRII в эллиптических галактиках, лежащих в несколько менее плотных группировках. Это может повлиять на скорость аккреции газа или вращение черной дыры, одна (или обе) из которых может быть фактором, определяющим, как быстро и хорошо сфокусировано отток в двух полярных направлениях [25].

Наиболее экстремальные струи с сильно релятивистскими скоростями потока, фактически, являются наиболее изученными. Это связано с тем, что релятивистское излучение усиливает яркость этих струй, так что они могут быть заметными даже при относительно низких светимостях, если один из струй указывает на несколько градусов прямой видимости. Излучение от струи часто доминирует в спектральном распределении энергии источника в этом случае, так что наблюдения по электромагнитному спектру служат для

определения свойств струи. По этой причине, и потому, что человек часто учится самому, изучая экстремальные космические явления, в исследовательской работе будут рассматриваться релятивистские струи, указывающие почти на нас (направление зрения со стороны земли). AGN с такими струями, называются «блазарами» [25].

В ходе исследования, будут рассмотрены струи конкретного микроквара, называемым SS433, находящегося на расстоянии 18 000 световых лет от нас. След струи на небесной плоскости имеет характерное изображение спирали, которая искажена релятивистским эффектом, вследствие существенного различия времени распространения света от разных частей струи. Это изображение расходится на 10% со стандартной кинематической моделью струй: с регулярной скоростью и прецессионным вращением, – которой следуют оптические струи. Знание кинематики радио струй необходимо для понимания эволюции струй и их взаимодействия со средой. Мы исследуем возможность аппроксимации радио изображения струй кинематической моделью, в которой ускорение имеет функциональный вид, согласно динамической модели Panferov [32], описывающей взаимодействие струй с окружающей средой.

Актуальность описания кинематики релятивистских прецессирующих струй SS433 обусловлена исследованиями образования струй, их эволюции и взаимодействия со средой.

Научная проблема: не существует описания кинематики прецессирующих струй в микрокварах с учетом их взаимодействия с окружающей средой.

Целью данной работы является включение вектора переменного ускорения в модель кинематики релятивистских прецессирующих струй рентгеновской двойной звезды SS433.

Объектом исследования в научной работе являются релятивистские прецессирующие струи рентгеновской двойной звезды SS433.

Предмет исследования: модель кинематики релятивистских прецессирующих струй SS433.

Гипотеза: в настоящее время, при описании кинематики струй SS433, не учитывается влияние среды на их движение.

Задачи исследования:

- 1) Включение вектора переменного ускорения в модель кинематики струй SS 433;
- 2) Определение функциональной формы ускорения;
- 3) Определение значений параметров модели.

Для представления **теоретической основы** были выбраны следующие, основные, литературные источники:

- 1) статьи Hjellming and Johnston [17] и Stirling и др. [37] с описанием модели кинематики струй SS433;
- 2) статья Panferov [32], в которой предложена динамическая модель струи SS433, взаимодействующих с окружающей средой.

В качестве **основного метода исследования**, был выбран математический метод, а именно: сопоставление данных наблюдений с математической моделью кинематики струй, а также графическое представление результатов, посредством Mathcad.

Апробацией работы являются:

1. Доклад на IV Международной научно–практической конференции молодых ученых «Прикладная математика и информатика: современные исследования в области естественных и технических наук», 23–25 апреля 2018 г., ТГУ, Тольятти, и статья в сборнике трудов этой конференции.
2. Постерный доклад на конференции «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра», 18–21 декабря 2017 г., ИКИ РАН, Москва.
3. Кузяев Н.С., Панферов А.А. Моделирование оптических радиоструй SS433 в собственной системе координат // Научное сообщество студентов: **МЕЖДИСЦИПЛИНАРНЫЕ**

ИССЛЕДОВАНИЯ: сб. ст. по мат. XLIV междунар. студ. науч. -
практ. конф. № 9(44).
URL: [https://sibac.info/archive/meghdis/9\(44\).pdf](https://sibac.info/archive/meghdis/9(44).pdf) (дата обращения:
06.05.2018)

Научная новизна. Модель кинематики струй SS433, представленная в этой работе, обеспечивает более точное описание кинематического поведения этих струй, что необходимо для исследований разных аспектов физики струй.

Объем и структура диссертации: диссертационное исследование состоит из Введения, 4-х глав, Заключения, Списка литературы и Приложения с листингом использованных программ. Работа изложена на 110 страницах, содержит 38 рисунков, 7 таблиц.

Глава 1 Стандартная кинематическая модель струй SS433.

1.1 Струи SS433

Хорошо известный уникальный объект SS433 был выделен в обзоре звезд с эмиссией $\text{H}\alpha$, содержащий 455 объектов плоскости галактики SS433 оказался переменным нетепловым радиоисточником и переменным рентгеновским источником [11]. В первые щелевых спектрах этого объекта были обнаружены яркие и переменные линии непонятного происхождения. Данные эмиссии с линиями водорода и нейтрального гелия удалось отождествить Morgan и его коллегами [24], так же было выяснено, что они были смещены на десятки тысяч км/св красную и голубую сторону по паре линий на каждый переход [11]. Наблюдаемые огромные смещения линий не могли возникнуть за счет Зеемановского расщепления линий, было очевидно, что смещенные линии возникали за счет эффекта Допплера в движущемся газе. Выяснилось, что смещенные линии водорода и HeI возникают в двух противоположно направленных струях газа, эти струи периодически меняют свое положение в пространстве «прецессирует», что приводит к «движению» линий по спектру. Так начались интенсивные исследования SS433, двойной системы с уникальными свойствами [11].

Основным отличительным свойством SS433, выделяющим его среди других двойных звезд с релятивистским объектом, является то, что в SS433 реализуется непрерывный (нетранзиентный) режим сверхкритической аккреции газа на релятивистскую звезду. При этом формируется сверхкритический аккреционный диск и узкие струи газа, распространяющиеся из внутренних областей диска перпендикулярно к его плоскости с релятивистской скоростью 79000 км/с [11]. Второй компонент системы, звезда-донор, очевидно, переполняет свою критическую полость Роша, что обеспечивает мощный, $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$, и примерно непрерывный темп перетекания газа в область релятивистской звезды. Фактически, ответ на вопрос о причине уникальности SS433 среди других массивных рентгеновских двойных звезд (с черной дырой или нейтронной звездой)

заключается в выявлении причин столь высокого темпа переноса массы в SS433 [11].

Интересно, что до сих пор не найдено никаких явных наблюдательных свидетельств наличия в системе SS433 ни собственно аккреционного диска, ни «нормальной» или «оптической» звезды. Тем не менее, исследователи не имеют никаких сомнений в присутствии этих двух тел в SS433. Связано это не только с имеющимся опытом исследований десятков тесных двойных рентгеновских систем с нейтронными звездами или черными дырами в качестве релятивистской звезды системы. Существует множество косвенных свидетельств и проявлений этих двух объектов. Все основные свойства SS433 хорошо описываются в рамках современных представлений о сверхкритическом режиме дисковой аккреции [11].

Это тесная двойная, массивная, затменная система, орбитальный период равен $P_{\text{ор}} = 13.1$ дня [11]. Хорошо наблюдаются затмения обоих тел в оптическом и ближнем ИК диапазонах и затмения оснований релятивистских струй в рентгеновском диапазоне. Источник струй (аккреционный диск или объект в центре диска) существенно ярче второго компонента — звезды-донора. Аккреционный диск SS433 прецессирует, меняет свою ориентацию в пространстве с периодом $P_{\text{пр}} = 162$ дня, струи повторяют прецессионное движение. Фактически, в системе SS433 мы наблюдаем только плотный ветер, истекающий из аккреционного диска, две яркие области в центральной части диска, в местах выхода релятивистских струй. С наблюдательной точки зрения звезда в SS433 проявляется только как объект, который периодически затмевает аккреционный диск и тазовые потоки, формирующие диск, отражает излучение ярких центральных областей, и возмущает ветер диска. Прецессия аккреционного диска кардинально меняет фотометрические свойства (орбитальную кривую блеска) и заметно меняет спектральные свойства системы. В дальнейшем мы будем пользоваться термином «аккреционный диск», понимая под этим не только собственно диск,

который там должен существовать, по и ветер диска, а также термин «оптическая» или «нормальная» звезда, несмотря на то, что об этой звезде известно очень мало [11].

В данной главе, мы опишем основные свойства релятивистских струй и аккреционного диска — машины, генерирующей струи SS433 — известные на данный момент (начало 2002 г.), причем, главным образом, касаясь результатов наблюдений и их интерпретаций. Спектральные и фотометрические исследования SS433 как двойной системы будут также описаны, так как их результаты необходимы для понимания природы диска и струй. Основная масса наблюдательных данных по SS433 была получена в первые годы исследований, во время «бума SS433» [11]. Основные идеи и модели, объясняющие поведение SS433, также были высказаны в первые годы исследований. Во многом эти идеи получали подтверждение в последующих наблюдениях. Поэтому известные опубликованные обзоры по SS433 весьма ценны и сейчас. Мы отсылаем читателя к этим обзорам не только за данными об истории исследований SS433, объекта, сыгравшего и играющего сейчас принципиальную роль в современной астрофизике, но и по существу этих обзоров. Это обзор Margon [24], подводящий итог пятилетнему исследованию объекта, обзор результатов фотометрических исследований Cherepashchuk [5], обзоры моделей SS433 и теоретических представлений многих авторов. Результаты новых наблюдений, особенно рентгеновских обсерваторий и радио интерферометрий, а также численных экспериментов, конечно, внесли фундаментальный вклад в понимание SS433.

В продолжение к раскрытию темы о струях SS433 так же стоит обсудить и параметры данной системы. SS433, это же переменная звезда V1343 Aquilae, расположен на расстоянии 5 кпс, примерно в галактической плоскости ($l = 39.7^\circ$, $b = -2.2^\circ$). Это относительно яркая красная звезда, $V = 14.0$, $(U - B) = 0.8$ ($B - V) = 2.1$, $(V - R) = 2.2$ [16]. Карту сравнения SS433 и результаты фотометрии окружающих звезд можно найти у Leibowitz and Mendelson [22]. SS433 испытывает сильное поглощение, $A_V \sim 8m$, истинная

светимость объекта при предположении изотропного излучения составляет $L_{\text{bol}} \sim 10^{40}$ эрг/с [5][9]. Это одна из самых ярких звезд Галактики, максимум излучения SS433 приходится на ультрафиолетовый диапазон. В инфракрасном диапазоне имеется избыток в полосах L и K, в которых средний блеск объекта равен соответственно 7^m и 8^m . Избыток связан со свободно-свободным излучением газа в непосредственной окрестности системы. В рентгеновском диапазоне светимость SS433 около $\sim 10^{36}$ эрг/с [26]. Рентгеновское излучение в диапазоне 1–10 кэВ в основном определяется горячим ($\sim 10^8$ К) газом струй, появляющимся над фотосферой аккреционного диска.

В оптическом спектре SS433 кроме эмиссионных линий обеих струй, перемещающимися в соответствии с прецессионным и нутационным периодами, наблюдаются очень яркие и переменные «стационарные» линии водорода, HeI, HeII, CIII, XIII, а также более слабые эмиссии FeII. Последние, наряду с линиями III и HeI, в определенные фазы прецессии показывают явные профили типа P Cyg. Все эти линии формируются как в ветре, истекающем из аккреционного диска, так и в тазовых потоках в системе. Линии нормальной звезды не были обнаружены [14] вплоть до последнего момента, несмотря на неоднократные попытки исследователей, однако, самые последние данные [15] показывают, что звезда-донор в SS433 является про эволюционировавшим сверхгигантом типа A.

Излучение SS433 весьма переменно во всех изученных диапазонах спектра. Кроме спорадической переменности (вспышек), наблюдаются активные и спокойные состояния. В спокойных состояниях в оптике, ИК и рентгеновском диапазонах наблюдается переменность с орбитальным и прецессионным периодами. В активных состояниях, которые длятся от 30 до 90 дней, средний блеск объекта повышается примерно в 1.5 раза, на этом фоне наблюдаются мощные вспышки с характерным временем часы – дни, при этом SS433 «краснеет», т. е. усиливается обмен и истечение газа из

системы. Особенно наглядно активные периоды видны в радиоданных, где имеются длинные ряды наблюдений.

1.2 Кинематическая модель оптических струй

1.2.1 Спектральные линии струй

Объект SS433 является первым известным примером источника галактической релятивистской струи и, следовательно, предвестником современной микрокварзарной астрофизики. Оптический спектр этого объекта показывает ряд сильных широких эмиссионных линий серии Бальмера и HeI, а также несколько линий на необычных длинах волн. Эти последние были идентифицированы как красные смещения / blueshifted Balmer и HeI emission от коллимированных струй с внутренними скоростями $v \sim 0,26 c$ [10]. Кроме того, доплеровские сдвиги этих признаков со временем меняются косинусоидальным образом, что приводит к метке «движущихся линий». Такое поведение в настоящее время широко признано симптомом прецессии оси струи в SS433 на шкале D164 дней [10].

Ранние исследования прецессии в SS433 показали возможные неустойчивости или дрейфы в прецессионных часах, которые могли бы дать значительное представление о процессах аккреции, которые должны обеспечивать прецессионный крутящий момент [10]. Тем не менее, Margon and Anderson [24] рассмотрели 10-летние временные данные SS433 и пришли к выводу, что, хотя в SS433 существуют значительные отклонения от косинусоидального поведения, доказательства систематических долгосрочных дрейфов (например, производных периода прецессии, P_0) оставались неубедительными.

На протяжении анализа данных, кинематической модели, Eikenberry [10] предполагает, что изменение доплеровских сдвигов возникает из-за прецессии оси струи в SS433. Простейшая форма кинематической модели учитывает пять компонентов :

- 1) скорость струи $\beta = v / c$;

- 2) угол струи от прецессионной оси θ ;
- 3) угол наклона системы относительно линии зрения наблюдателя i ;
- 4) период прецессии P ;
- 5) эпоха нулевой прецессионной фазы t_0 . Период и нулевая фаза объединяются, чтобы дать прецессионную фазу $\varphi = (t - t_0)/P$.

Полученные доплеровские сдвиги подчиняются уравнению:

$$Z_{1,2} = 1 - \gamma \pm \beta \sin \theta \sin i \cos \varphi \pm \beta \cos \theta \cos i, \quad (1.2.1.1)$$

где, $\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$. Так же не стоит забывать, что SS433 проявляет «кивок» струи в течение ~ 6.5 дней, из-за дневного двоичного движения SS433, не учтенные в модели Eikenberry [10].

Тем не менее, эффекты этого кивка по существу незначительны для длительных временных исследований струй Eikenberry [10]. В исследование, также смягчается влияние на кивок, за счет применения 7-дневного фильтра сглаживания вагонов к отдельным доплеровским сдвигам. Затем использовалась минимизация s_2 , чтобы найти наилучшие параметры для кинематической модели, отображенные в таблице (1.2.1.1).

Таблица 1.2.1.1. Лучшие параметры для фита кинематической струи из статьи Eikenberry [10]

Параметры	β	θ	i	P	t_0
Значение	0,2647	20,98	78,05	162,375	3563,23
Погрешность	± 0.0008	± 0.08	± 0.05	± 0.011	± 0.11

Этот метод масштабирования для определения неопределенностей параметров модели статистически справедлив в строгом смысле, только если остатки согласуются с гауссовским шумом и не систематизированы с любыми параметрами модели. Если это так, то остатки просто указывают, что Eikenberry [10] проигнорировал один или несколько источников шума в системе при оценке неопределенностей в отдельных доплеровских сдвигах. Это в значительной степени верно, хотя Eikenberry [10] выделяет некоторые свидетельства небольших (но статистически значимых) систематических

отклонений от кинематической модели. Таким образом, неопределенности в параметрах модели в Таблице 1.2.1.1, вероятно, будут хорошими, но не идеальными, статистическими оценками.

Так же в своей статье Eikenberry [10] вводит такие понятия, как фазовый шум и шум скорости, которые стоит разобрать для понимания кинематики струй SS433. *Фазовый шум* – это шум крутящего момента, появляющийся в процессе «вождения» прецессии в соответствии с моделью фазового шума, который усредняется по шкале времени $\tau = \sim 20$ лет [10]. Изменение крутящего момента может фактически превышать усредненный по времени крутящий момент, приводящий к прецессии. Так же Eikenberry [10] подмечает, что модель фазового шума неспособна производить наблюдаемые доплеровские сдвиги, превышающие максимальную амплитуду, предсказанную кинематической моделью.

Модель «b-noise» представленная в исследовании Eikenberry [10] хорошо объясняет избыточную скорость в экстремумах (и любой другой фазе прецессии) изменением амплитуды скорости струи. Такая модель также имеет физическую основу, учитывая недавние успехи в моделировании релятивистского реактивного производства. Также обсуждаются сценарии, когда такие струи запускаются с помощью магнитной аккреционной дисковой неустойчивости вокруг черной дыры (или другого компактного объекта). Вариации аккреционного потока на компактный объект могут изменять радиус, при котором магнитное поле насыщается и запускается струя, и, таким образом, скорость струи. Соотношение скорости струи и радиуса запуска для не вращающейся черной дыры следует из формулы (1.2.1.2), представленной в исследовании Eikenberry [10]:

$$\frac{\Delta\tau_{max}}{\tau} \cong \frac{\Delta\varphi}{\partial\varphi} \frac{\Delta t}{\partial t} \cong 1.6 \quad (1.2.1.2)$$

Наиболее яркие линии в оптическом диапазоне, которые излучаются в струях SS433 – это линии водорода, а именно две линии $\text{H}\alpha^{\pm}$, «+» формируется в удаляющейся струе, «—» — в приближающейся. Средняя

эквивалентная ширина линий $H\alpha$ составляет несколько десятков \AA , и линии струй сильно переменны. Линии более высоких членов Бальмеровской серии в струях, как правило, не исследовались, т. к. в голубой области SS433 слаб. В голубом диапазоне (существенно более богатом линиями, чем красный) часто просто трудно разобраться из-за смешивания линий струй, а также многих «стационарных» линий. На Рис. 1.2.1.1 показаны голубые спектры SS433, полученные на 6-м телескопе Goranskii et al. [16] 1 и 2 июня 1986 г. в рамках одной из кооперативных программ наблюдений SS433. Обозначены только наиболее сильные стационарные и движущиеся линии, более слабые линии, в основном, принадлежат HeI. Среди стационарных линий только линии водорода, HeI и FeII показывают профиль типа PСуг. Спектроскопия в голубом диапазоне, как правило, используется для исследований SS433 как двойной системы.

Движущиеся линии $H\alpha^{\pm}$ примерно на порядок менее интенсивны, чем стационарная линия $H\alpha$. Среди движущихся линий хорошо заметны линии HeI из наиболее сильных переходов, линии HeI[±] примерно на порядок слабее линии $H\alpha^{\pm}$, что говорит об отсутствии сильных химических аномалий в газе SS433. Линия HeII $\lambda 4686$ в струях не зарегистрирована, хотя, скорее всего, это проблема сигнал/шум в спектрах [38]. По оценкам [11] из опыта спектроскопии SS433 на 6-м телескопе интенсивность этой линии в струях не превышает 1% от интенсивности континуума.

Практически все данные о переменности оптических струй, геометрической и кинематической структуре струй, получены из исследований линий $H\alpha^{\pm}$. На Рисунке 1.2.1.1 приведены фрагменты двух спектров SS433, содержащие линию $H\alpha^{-}$ [38]

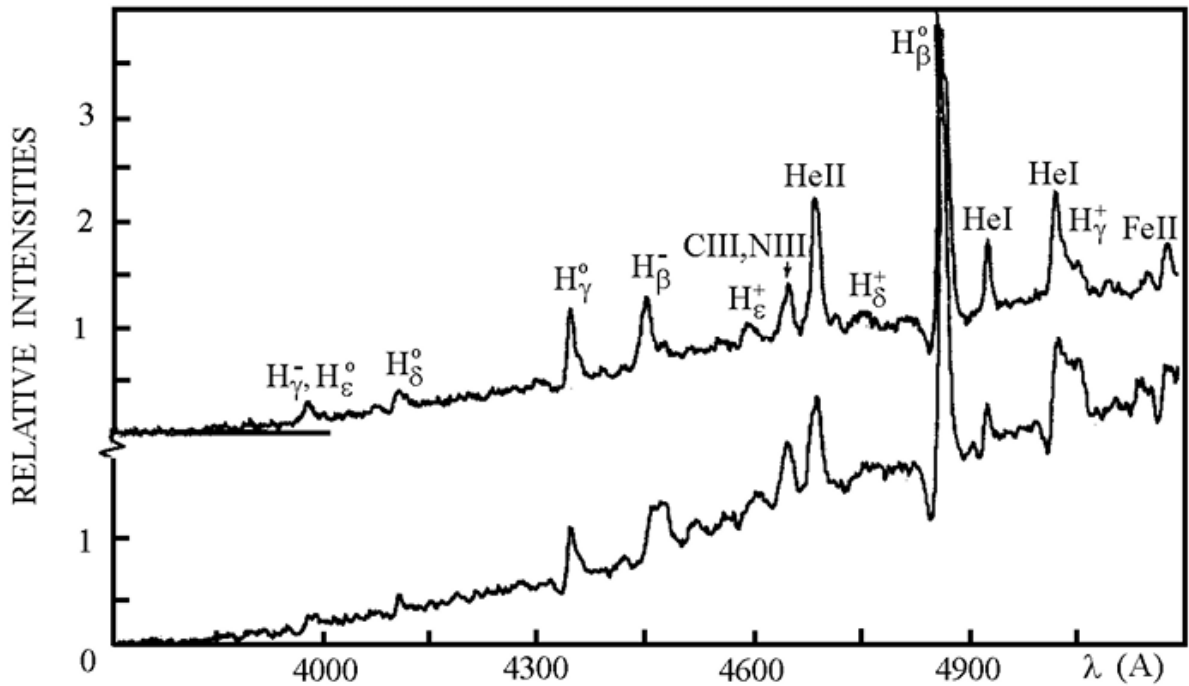


Рисунок 1.2.1.1. Голубые спектры SS433, полученные 1 июня (верхний) и 2 июля (нижний) 1986 г. Видно небольшое смещение движущихся линий за 1 день, а также усиление абсорбционных компонент у стационарных линий.

и стационарные линии $\text{H}\alpha$ и $\text{HeI } \lambda 5876$. Спектры получены на 1.2-м телескопе Calar Alto 21 мая 1987 г. также во время кооперативных наблюдений, на них заметен эффект быстрой переменности линий струй. За время меньше 3-х часов в струе появились новые порции газа, излучающего в линии $\text{H}\alpha$.

1.2.2 Кинематическая модель и прецессия радио струй

Изменения лучевых скоростей струй с фазой периода прецессии, полученные, по линиям $\text{H}\alpha^{\pm}$ [6] за первые два года изучения SS433, показаны на Рисунке 1.2.2.1, где видно средние кривые лучевых скоростей, разброс данных

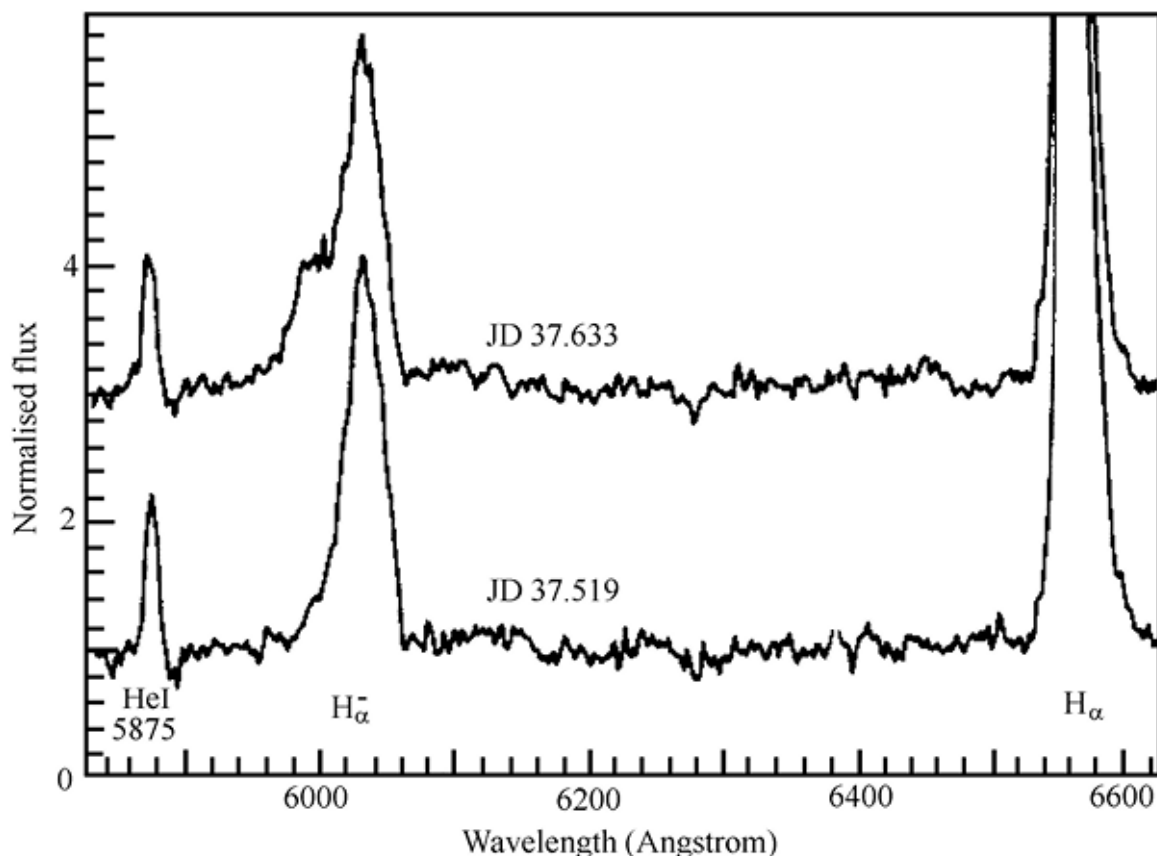


Рисунок 1.2.2.1. Фрагменты двух спектров SS433 [38], на которых видны быстрые изменения в профиле линии $H\alpha$ приближающейся струи.

вокруг них вызван нутационной переменностью. Дважды за период прецессии струи оказываются лежащими в картинной плоскости, т. е. лучевые скорости обеих струй совпадают, и наблюдаются два пересечения (crossovers) движущихся линий, соответственно, дважды линии струй расходятся. Момент максимального раздвижения струй в голубую и красную сторону — минимальный наклон струй и оси аккреционного диска к лучу зрения — соответствует фазе прецессии $= 0$, еще он называется моментом « T_3 ». Два кроссовера принято обозначать моментами « T_1 » и « T_2 », их фазы прецессии равны 0.34 и 0.66. Очевидно, что фазы экстремумов и пересечений кривых лучевых скоростей (Рис. 1.2.2.2) определяются не физическими процессами, а только ориентацией SS433 относительно наблюдателя, этот, тривиальный, факт, тем не менее, иногда забывается при интерпретации сложных явлений, наблюдаемых в SS433 [11].

За прецессионный цикл линии двух струй меняются местами, поэтому струя, которая большую часть периода прецессии удаляется от нас, обозначается знаком «+», противоположная струя обозначается как «—». В моменты

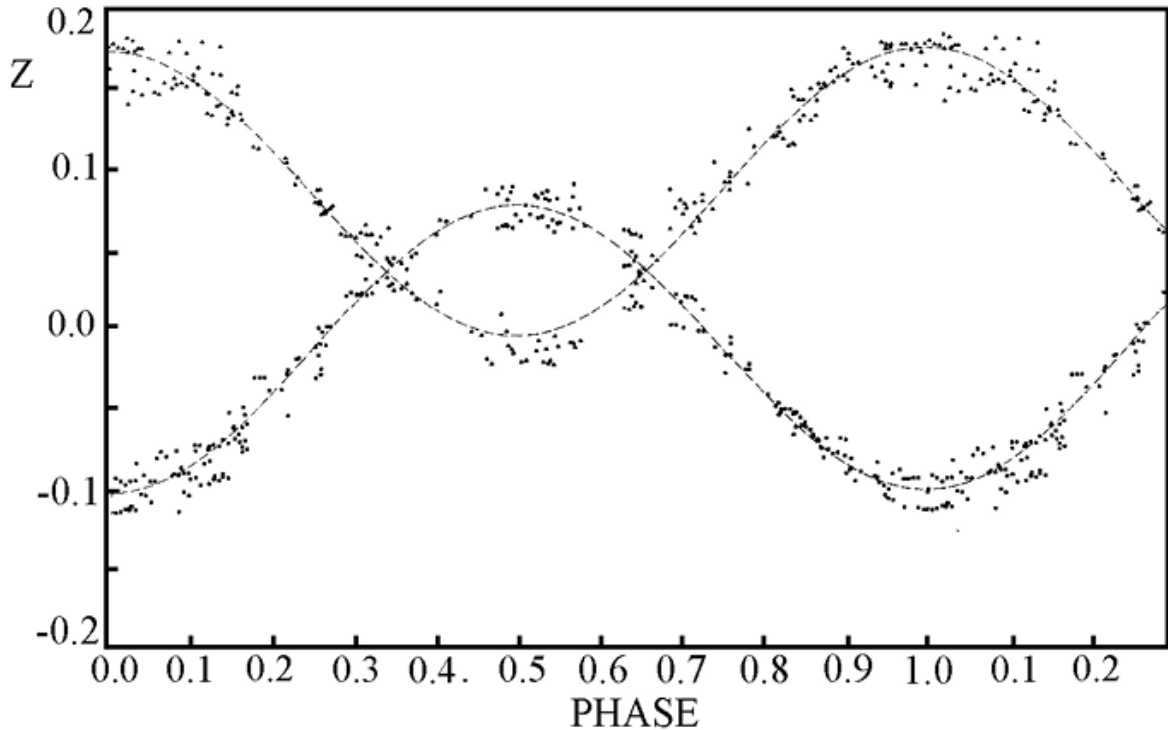


Рисунок 1.2.2.2. Прецессионные кривые лучевых скоростей смещенных линий от удаляющейся (нижняя кривая) и приближающейся струй (верхняя кривая). Кривые полученные по результатам спектроскопии в первые 2 года исследования SS433 [6]. Разброс данных вокруг кривых в основном вызван нутационной переменностью.

$\Gamma_{1,2}$ лучевые скорости линий струй совпадают, но не равны нулю. Это хорошо известный поперечный эффект Доплера или замедления времени, который так явно наблюдается (среди макроскопических объектов) только в SS433. Доплеровское смещение спектральной линии описывается известной формулой

$$\lambda = \lambda_0 \gamma \sqrt{1 - \beta \cos \eta} , \quad (1.2.2.1)$$

где λ и λ_0 смещенная и лабораторная длины воли, η — угол между струей и лучом зрения

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad (1.2.2.2)$$

формула (1.2.2.2) — фактор Лоренца, а скорость, в данном случае струй V_j , выражена в единицах скорости света формула (1.2.2.3)

$$\beta = \frac{V_j}{c}, \quad (1.2.2.3)$$

в моменты пересечений лучевые скорости обеих струй равны

$$\frac{V_r^\pm}{c} = \gamma - 1, \quad (1.2.2.4)$$

Таким образом, в SS433 непосредственно измеряется скорость распространения струй, а, следовательно, и геометрические параметры струй, угол наклона системы, расстояние до объекта (по радио изображениям прецессирующих струй).

Поведение движущихся линий описывает кинематическая модель прецессии струй SS433 [1]. На Рис. 1.2.2.3 показана геометрическая схема прецессии струй. Приняты следующие обозначения: угол между струей и осью прецессии (угол прецессии) - θ . Угол между осью прецессии (осью орбиты) и лучом зрения i , период прецессии $P_{\text{пр}}$, фаза прецессии ψ . Угол между приближающейся струей и лучом зрения η

$$\cos \eta = \sin i \cos \theta + \sin \theta \cos \psi, \quad (1.2.2.5)$$

в момент $\psi = 0$ этот угол минимален. Лучевые скорости обеих струй

$$\frac{V_r^\pm}{c} = z^\pm, \quad (1.2.2.6)$$

или положения линий на спектре могут быть рассчитаны по формуле

$$1 + z^\pm = \gamma (1 \pm \beta \sin \theta \sin i \cos \psi \pm \beta \cos \theta \cos i), \quad (1.2.2.7)$$

где знаки + и – соответствуют удаляющейся и приближающимся струям.

Эта кинематическая модель проверялась и уточнялась после 4 лет, после 10 лет и после 20 лет спектроскопии струй SS433 [11]. В последней статье использованы 433 значения z^+ и 482 значения z^- . Для того, чтобы избежать неопределенности, связанной с 6.3-дневным периодом нутации струй, данные сглаживались с более широким временным фильтром. Таким образом, кинематическая модель позволяет изучать прецессионное движение, возмож-

ные длинно-масштабные отклонения и вековые изменения в прецессионных часах SS433. Средние значения параметров прецессии SS433 найдены [10] с высокой точностью: $\beta = 0.2647 \pm 0.0008$, $\theta = 20^{\circ}92 \pm 0^{\circ}08$, $i = 78^{\circ}05 \pm 0.05$, $P_{\text{pr}} = 162^{\text{d}}375 \pm 0^{\text{d}}011$ дата, соответствующая моменту T_1 , равна $JD = 2443563^{\text{d}}23 \pm 0^{\text{d}}011$. Момент максимального раздвижения линий по спектру T_3 или фаза прецессии $\psi = 0$ соответственно приходится на дату $JD = 2443507^{\text{d}}47$. Это результат минимизации 5-параметрической модели. Реальные кинематические параметры могут несколько отличаться, например, простое усреднение скорости струй дает величину $v = 0.254 \pm 0.0011$, что на 3200 км/с меньше, чем в кинематической модели.

Следует отметить, что для нахождения реальной прецессионной траектории мы не должны сглаживать нутационную переменность. Нутационные отклонения вызваны приливными возмущениями аккреционного диска гравитационным полем звезды-донора [19]. Эти возмущения приводят к периодическим уменьшениям угла между плоскостью диска и плоскостью орбиты. Поэтому реальная поверхность образующей прецессионного конуса проходит ближе к внешним экстремумам

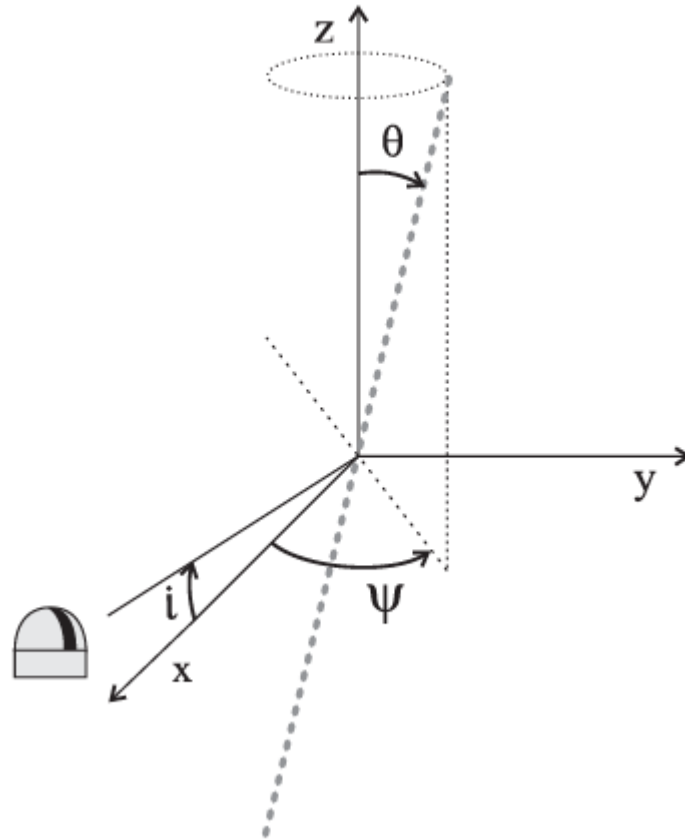


Рисунок 1.2.2.3. Геометрическая схема прецессии струй. Ось прецессии Z, луч зрения находится в XOZ.

нутационной траектории струй. Учет этого эффекта привел бы к небольшому увеличению угла прецессии θ на величину угла нутации $\approx 3^\circ$.

На большом промежутке времени около 20 лет прецессионный период стабилен [10], $P_{pr} < 5 * 10^{-5}$, несмотря на многие сообщения об изменениях этого периода в первый год-два исследований объекта [2]. Последнее связано с реальной нестабильностью прецессионного цикла па временах недели-месяцы, которые никак заметно не выделены в каких-либо фазах прецессии. Нестабильности приводят к появлению реальных (по, тем не менее, случайных) трендов изменения периода за время несколько сотен дней. Нестабильности прецессии также зарегистрированы в оптической фотометрии [16]. Средний блеск системы меняется с фазой прецессии,

примерно на 0^m5 величины [20], в момент T_3 , когда диск максимально раскрывается на наблюдателя (угол между осью диска и лучом зрения составляет 57°), SS433 становится ярче. Оптическая фотометрия используется как независимый метод исследования прецессионных часов.

В модели вынужденной прецессии (например, прецессии оси вращения нормальной звезды) периоды прецессии и орбитальный период непосредственно связаны. Анализ изменений орбитального периода SS433 по данным моментов затмений [11][16] на O-C диаграммах также показывает нестабильности примерно такой же относительной амплитуды и примерно на тех же временах, как и прецессионный период. Мелкомасштабные нестабильности в прецессионных и орбитальных часах могли бы быть вызваны изменениями в темпе переноса массы между компонентами системы в активных и пассивных состояниях SS433. Также как и в случае прецессионного периода, на большом промежутке времени орбитальный период стабилен [11].

Выглядят нестабильности прецессионного цикла как случайные отклонения фазы прецессии от расчетных эфемерид с амплитудой до $\Delta\psi \approx 0.1$ (7–15 дней), и скорее всего, связаны как реальными изменениями фазы, так и с вариациями угла наклона струй, и с вариациями скорости струй [11]. Ни один из параметров θ , β , $P_{\text{пр}}$ по отдельности не может объяснить наблюдаемого прецессионного «шума». Статистическое поведение отклонений вполне описывается процессом белого шума в частоте или как случайные движения фазы прецессионного периода [11]. Прецессионный шум SS433 статистически подобен шуму в периоде (прецессии) 35 дней рентгеновского источника Her X-1.

Последние десять лет наблюдения движущихся линий практически не ведутся (или неопубликованы). Для решения проблемы этих нестабильностей необходимы ряды патрульных спектральных наблюдений. Например, было бы важно сравнить моменты появления нестабильностей с периодами активности SS433 [13] исследовали периодичности в анти коррелированных

перемещениях линий обеих струй по спектру и обнаружили около десятка гармоник, среди которых периоды 80, 155 и 1500 дней. Не найдено периодичностей в абсолютной скорости движения струй.

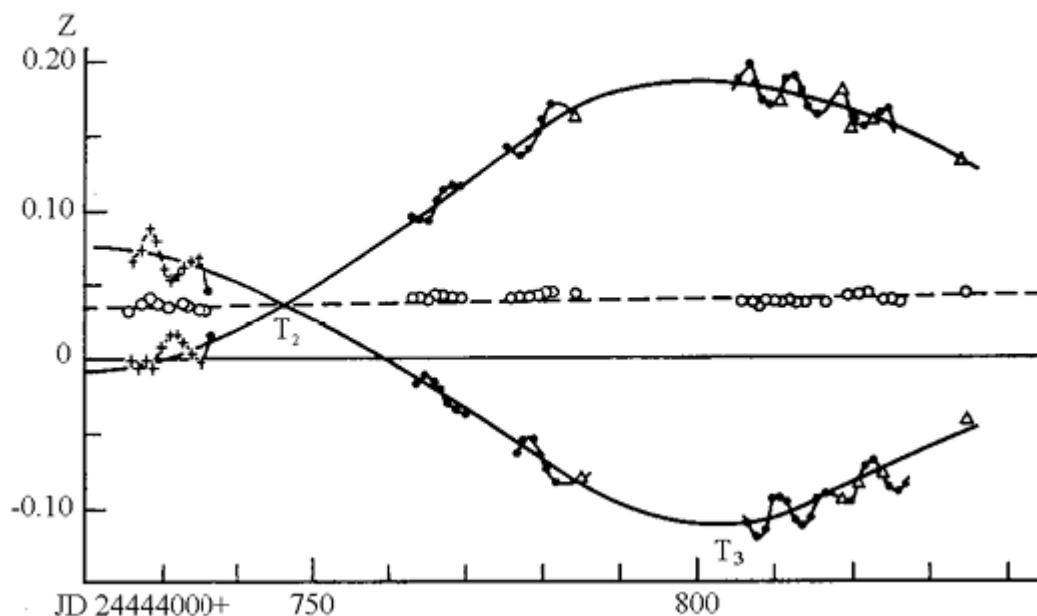


Рис. 1.2.2.4: Фрагменты кривых лучевых скоростей движущихся линий по данным Корюлов et al. [21], построенных по самым сильным компонентам линий $H\alpha^{\pm}$. Нутационное поведение струй полностью антисимметрично.

Подобный анализ нуждается в продолжении и уточнении на основе дополнительных данных. Стандартная модель получена по данным наблюдений оптических струй, и она оставляет неоднозначность в выборе между значениями угла наклона оси прецессии к лучу зрения и угла раствора конуса прецессии, а также не определяет расстояние до объекта.

1.3 Кинематическая модель радиоструй

Согласно данным из статьи Hjellming et al. [17, с. 246], наиболее подходящими для построения модели будут являться следующие параметры. Ось, вокруг которой вращаются струи, имеет наклон на 80° на линию взгляда в положение 100° ; угол между струями и осью вращения струи составляет

20°; струи вращаются по часовой стрелке (влево) относительно оси-струи с периодом в 164 дня. Отношение постоянной скорости струи и расстояния до SS433 составляет $3.0 \pm 0.2 \text{ yr}^{-1}$, и возможные данные о радиусе, для определения абсолютной скорости указывают на значение в 0,26 раза больше скорости света и, следовательно, расстояние ~ 5.5 кпс.

Собственная информация о движении, содержащаяся в картах VLA с высоким разрешением, показывающая движение радиоволн как внешнее движение, дополняет данные о радиальной скорости вокруг оптических струй. Однако прежде чем мы сможем использовать все эти данные, мы должны описать необходимые параметры и уравнения, которые связывают струю с её появлением в системе отсчета наблюдений. Пусть z' – это ось, вокруг которой, вектор скорости выброса v вращается под углом ψ с угловой скоростью Ω . Пусть y' – ось правой системы координат, расположенная в плоскости неба и x' – перпендикулярная y' , z' . Оригинал этой и всех других систем координат будет совпадать с положением центрального объекта SS433. Так как мы должны избегать путаницы между двумя разными знаковыми параметрами, определим параметры знака поворота s_{rot} и s_{jet} . Тогда, мы имеем

$$\Omega = s_{rot} * \frac{2\pi}{P} \quad (1.3.1)$$

Для формулы (1.3.1) будем считать, что $s_{rot} = +1$ означает вращение вправо против часовой стрелки с периодом P , а значение $s_{jet} = +1$ соответствует движению струи, к наблюдателю. [17 с. 246]. Геометрически отношение вектора скорости U к x' , $-y'$, $-z'$ показано на Рис.1.3.1(A). Также, на Рис.1.3.1(A) можно увидеть ось x , направленную к наблюдателю с наклоном на угол i относительно струи или оси z' .

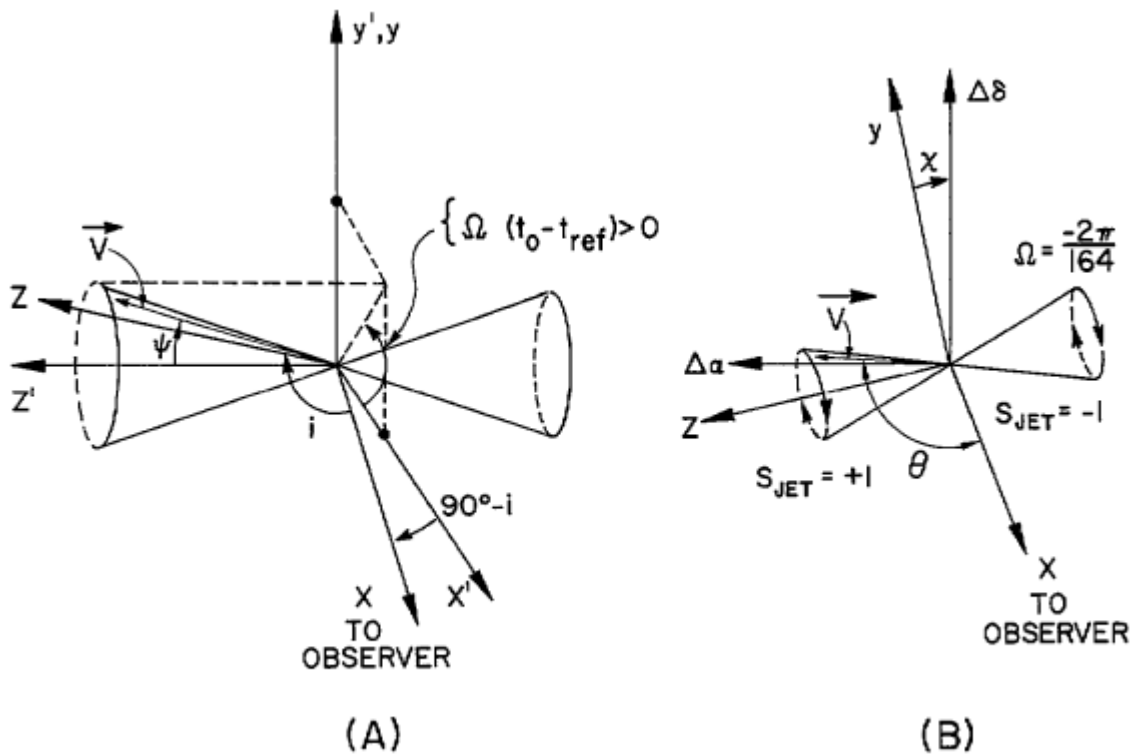


Рисунок 1.3.1. Схематические диаграммы, связывающие скорость струи с поворотами на определенные углы вокруг осей

На рис.1(A) скорость струи v , вращающаяся под углом ψ вокруг оси z начальной системы координат. Ось вращения струи имеет наклон i по отношению к лучу зрения наблюдателя. Штриховая система координат, в которой ось x указывает на наблюдателя, получается вращением $90^\circ - i$ вокруг оси y' . Угловая скорость Ω положительна для вращения против часовой стрелки (справа) v относительно оси z' .

На рис.1(B) вращение на угол χ вокруг оси x превращает систему координат x - y - z в единицу с новой осью z , соответствующей смещению в прямом восхождении ($\Delta\alpha$), а новая ось y соответствует смещению в наклоне ($\Delta\delta$). Также показана приблизительно правильная геометрия вращения двойной струи SS433 [17, с. 246].

Система отсчета x - y - z получается вращением $90^\circ - i$ вокруг оси y' . Так как ψ соответствует одному из угловых координат сферической полярной системы и угла $\Omega(t_0 - t_{ref})$, угол описывает другую угловую координату вектора

v , в течении времени t_0 после времени отсчета t_{ref} , когда вектор выброса находится в $x' - z'$. Это можно записать следующем образом:

$$v = s_{jet} v \sin \psi \cos \Omega t_0 - t_{ref}, \sin \psi \sin \Omega t_0 - t_{ref}, \cos \psi. \quad (1.3.2)$$

Проекция вектора v на оси координат x, y и z равны соответственно.

$$vx' = s_{jet} v \sin \psi \sin i \cos \Omega t_0 - t_{ref} + \cos \psi \cos i, \quad 1.3.3a$$

$$vy' = s_{jet} v \sin \psi \sin \Omega t_0 - t_{ref}, \quad 1.3.3b$$

и

$$vz' = s_{jet} v \sin i \cos \psi - \cos i \sin \psi \cos \Omega t_0 - t_{ref}. \quad (1.3.3c)$$

Чтобы описать собственные движения, нам все равно нужно вращать оси y и z на угол χ , поэтому новая ось y будет указывать на север, а новая ось z укажет на восток, как показано на рис.1.3.1(В). На рисунке новая ось z называется $\Delta\alpha$, а новая ось y называется $\Delta\delta$. Конкретная идентификация передних и задних струй, а так же представление вращения струи и других геометрических параметров, которые мы получим из подгонки к радиоданным, приведены на рисунке 1.3.1(В). Проекция вектора v на оси $\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ дает

$$v_\alpha = \sin \chi vy' + \cos \chi vz', \quad (1.3.4a)$$

и

$$v_\delta = \cos \chi vy' - \sin \chi vz', \quad (1.3.4b)$$

Пусть t_{eject} – это время выброса, когда конкретная пара сегментов струи SS433 «выбрасывается» из центрального объекта; тогда наблюдаемое собственное движение этих сегментов струй в более позднее время t_0 описывается формулой [17, с. 246]

$$\mu_\alpha = \frac{v_\alpha(t_0 - t_{eject})}{d(1 - \frac{vx'}{c})} \quad (1.3.5a)$$

и

$$\mu_\delta = \frac{v_\delta(t_0 - t_{eject})}{d(1 - \frac{vx'}{c})} \quad (1.3.5b)$$

Где c – это скорость света, d – расстояние до объекта, а другой фактор в каждом знаменателе компенсирует конечное время прохождения наблюдаемого излучения, пересекающего источник. Уравнения (1.3.2) – (1.3.5) показывают, что мы имеем параметры s_{jet} , s_{rot} , i , ψ , P , t_{ref} , v , $\frac{v}{d}$ и χ , которые являются общими для всего времени существования объекта в модели с постоянной скоростью. Следует отметить, что эти уравнения описывают кажущееся собственное движение, может стать сколь угодно большим, когда наклон приближается к 0° , а v становится значительной частью скорости света [17].

В применении стандартной модели к радиоструям разрешается неоднозначность в выборе между значениями угла наклона оси прецессии к лучу зрения и угла раствора конуса прецессии, но также не определяется расстояние до объекта независимо от скорости струй. Скорость радиоструй не может быть принята равной скорости оптических струй, т.к. имеются признаки замедления струй и даже ещё большего закручивания, по сравнению со стандартной моделью. Лишь учитывая эти факторы в кинематической модели в приложении к радиоструям, можно определить одновременно и скорость, которая ожидается изменяющейся со временем, и расстояние до SS433.

Кинематическая модель предполагает, что струи SS433 состоят из независимых капель, движущихся с постоянной скоростью и определяющих направление вектора скорости струи в момент выброса, который регулярно прецессирует и наклоняется [31].

Кинематическая модель определяется следующими эфемеридами, оцененными в статье Panferov [31]:

Таблица 1.3.1. эфемериды для кинематической модели струй

угол положения оси прецессии струи	$\chi = 98^\circ.2$
наклон оси к линии зрения	$i = 78^\circ.81$

Продолжение таблицы 1.3.1

угол прецессии полу конуса	$\theta_0 = 19^\circ.75$
период прецессии	$P_0 = 162.250 \text{ d}$
первоначальная эпоха фазы прецессии (минимальный наклон восточной струи к линии зрения)	$t_0 = \text{JD } 2443508.41$
орбитальное время системы	$P_b = 13.08211 \text{ d}$
амплитуды синусоидальных колебаний фазового и конусного отверстия прецессии за счет нутации	$\delta\psi_0 = 2^\circ.9, \delta\theta_0 = 2^\circ.6$
начальная фаза этих движений	$\varphi_{0\psi} = 241^\circ, \varphi_{0\theta} = 104^\circ$
эпоха этих фаз	$t_{0n} = \text{JD } 2443650.958$

где t_{0n} – эпоха, скорректированная на 0,958 d для удовлетворения фазы нутации контрольного времени, полученного из огромной базы данных. В рамках этой кинематической внутренняя скорость в струях $\sim 0,26 \text{ c}$, следует из доплеровских сдвигов оптических и рентгеновских линий [31].

1.4 Проблема определения расстояния до SS433

По наблюдениям диффузной межзвёздной среды в направлении на SS433 и окружающую радиотуманность W50 получены значительно различающиеся оценки расстояния, от 2.2 кпс до 5.5 кпс. Радиотуманность W50 имеет размер $\sim 1^\circ$, объект SS433 находится в центре и генетически связан с ней. По морфологии это остаток вспышки сверхновой, которая произошла $10^4 \div 10^5$ лет тому назад. С тех пор струи растянули туманность вдоль своей оси. С туманностью W50 ассоциируется большое молекулярное облако, расположенное на расстоянии 2.2 кпс Lockman [23] определяют расстояние до W50 > 5.5 кпс из наблюдений в линии HI 21 см. На продолжении струй за туманностью также наблюдается цепочка молекулярных облаков. На галактических высотах $\sim 4^\circ$ (210 пс, если $D = 3$ кпс), где такие облака крайне редкие, случайность такой ассоциации маловероятна: $\sim 10^{-3}$. Расстояние до этих облаков оценивается ~ 3 кпс.

Проблема с расстоянием до SS433 может быть разрешена с помощью глубоких радионаблюдений высокого разрешения, позволяющих определить расстояние до радиоструй по эффекту распространения света на собственное движение [4]. Этот эффект зависит от наклона струй к лучу зрения и приводит к искажению симметричного спиралеподобного изображения струи на картинной плоскости и асимметрии противоположных струй. Величина эффекта $\Delta\nu(\theta)$ определяется из разложения функции описанной Панферовым [Из личного письма от Panferov] в статье посвящённой переоценке расстояния до SS433 по релятивистскому эффекту в радиоструях:

$$\mu = \frac{v_{\tau}}{1+v_{\tau}} \frac{1}{cD}, \quad (1.4.1)$$

в ряд по v_{τ}/c :

$$\mu \equiv \mu_0 + \Delta\nu \approx \mu_0 \left(1 - \frac{v_{\tau}}{c}\right) = \sin(\theta) \frac{v_j}{D} - \sin(2\theta) \frac{v_j^2}{2cD}, \quad (1.4.2)$$

где μ_0 – собственное движение без учета данного эффекта,

θ – угол вектора скорости,

v_j – луч зрения,

D – расстояние до объекта,

c – скорость света,

v_{τ} – проекция скорости света на луч зрения.

Для множества разных частей струи с разными значениями v , предписываемыми хорошо установленной кинематической моделью, получается избыточное число уравнений относительно μ_0 и v_j . Поэтому возможно независимое определение величин v_j и D по изображению радиоструи достаточного для этой цели разрешения. Наиболее чувствительны к этому эффекту самые дальние части радиоструй SS433: так на расстоянии 0.5 угловой секунды, или времени полёта струи $t \sim 60$ дней, максимальное искажение будет $\Delta\mu_t \sim 56$ угловых миллисекунд согласно формуле (1.4.2).

Hjellming and Johnston [17] пытались определить величины v_j и D для радиоструй на основании этого эффекта. Однако они замечают, что их независимое определение затруднено низким разрешением используемых радиоизображений и указывают на необходимость наблюдений более высокого разрешения. Скорость радиоструй $v_j = 0.26$ с была выбрана ими как непротиворечащая радиоизображениям при $D = 5.5$ кпс и, с большой вероятностью, равная скорости оптических струй.

Глава 2. Приложение стандартной кинематической модели к наблюдательным данным. Ограничения модели.

Данная глава будет направлено на описание данных, от других авторов, касающихся стандартной кинематической модели струй. Рассмотрим что такое Гаусовские компоненты и то, как можно на основе них сделать анализ по поведению кинематической модели с учетом среды, описанной в данной исследовательской работе. Каким образом они аппроксимируются в модели, рассмотрим параметры, такие как скорость и расстояние до объекта, в разрезе стандартной кинематической модели. При разборе главы, увидим снимки, наблюдаемых струй SS433, разных авторов, в порядке их написания, а так же не соответствие наблюдаемых данных и моделируемых. Помимо выше описанного, в данной главе будут затронуты некоторые моменты, связанные с выводами об ускорении и сдвиге фазы прецессии.

2.1 Кинематическая модель из исследований Hjellming and Johnston (1981 г.) и Niell и др. (1982 г.)

Для начала, хотелось бы остановиться на исследованиях Hjellming and Johnston [17], рассмотренных в главе 1.3. Уточнение кинематической модели по радиоструям. В своей статье, Hjellming and Johnston [17] пытались определить значение величин: $D = 5.5$ кпс – расстояния и $v_j = 0.26$ с – скорость радио струй. Однако, анализ оценок критического расстояния [Из личного письма от Panferov], основанный на разных работах показал, что они слабо обоснованы и в некоторых дальнейших исследованиях других авторов берутся априорно, что является не верным.

Hjellming and Johnston [17] пытались определить величины v_j и D на основании эффекта распространения света, на собственное движение, позволяющее разрешить проблему с расстоянием до SS433. Делали они это, с помощью глубоки радионаблюдений высокого разрешения. Подробнее этот

эффект был рассмотрен в главе 1.4. Проблема определения расстояния до SS433. Хотя, Hjellming and Johnston [17] и пытались определить величины скорости и расстояния, полагаясь на этот эффект, они так же замечали, что это независимое определение затруднено низким разрешением используемых радио изображений, и оно требует разрешения повыше [11].

В целом, изображение Hjellming and Johnston (см. Рис. 1.3.1), позволяет сказать, что данная модель всего лишь демонстрирует качественное соответствие наблюдаемым данным, на практике же это не совсем так.

Об этом же и утверждает в своей работе Niell [29], приводя в пример рисунок, показывающий наблюдаемый угол положения радиоволн в период с 1979 по 1981 на расстоянии $0.''15$ от ядра, на частоте измерений VLBI равным 2.3 ГГц (см. Рис. 2.1.1).

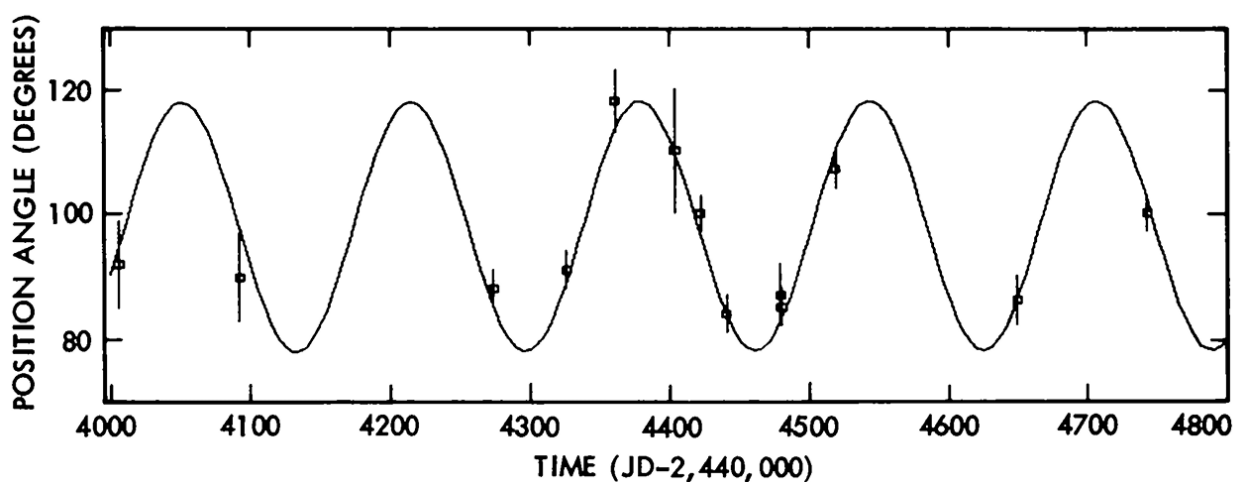


Рисунок 2.1.1 Наблюдаемый угол положения радиоволн в период с мая 1979 г. по май 1981 г [29].

Согласно статье [29], расстояние до SS433 теперь составляет не 5.5 кпс, как было у Hjellming and Johnston [17] 5 кпс. Кроме того, из этой работы можно вынести ещё для себя, что за пределами ядра в струях преобладают узлы с яркостной температурой > 10 К. А так же предполагается, что различия в позиции между предсказанными траекториями (заданными сплошными линиями на рисунке см. Рис. 2.1.2)

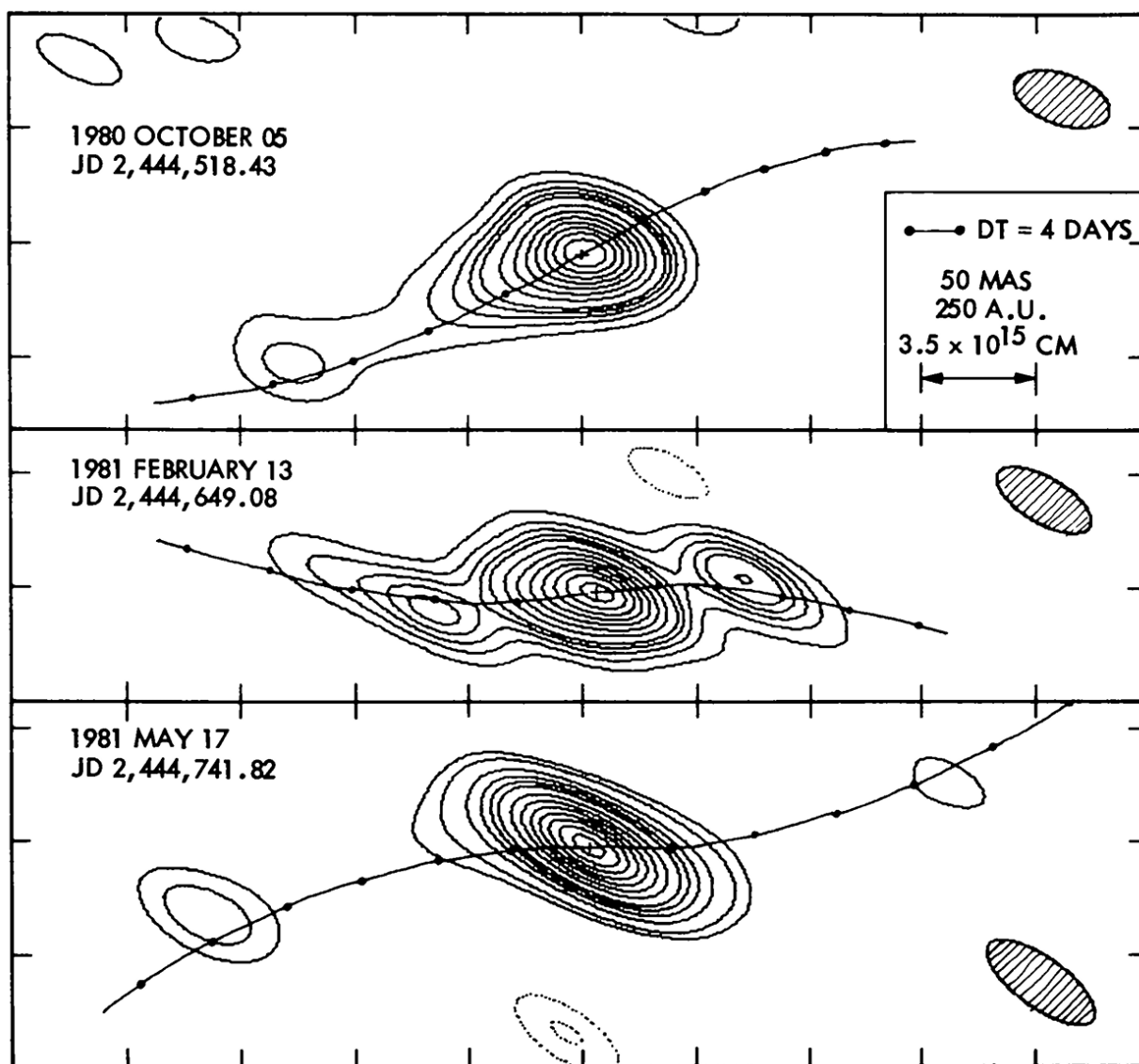


Рисунок. 2.1.2. Гибридные карты VLBISS433, показывающие три эпохи наблюдения с использованием антенн в Хат-Крике, BigPine и Голдстоуне, в штате Калифорния на частоте 2.3 ГГц [29]

и местоположениями наблюдаемых узлов являются реальными и представляют собой колебания в направлении выброса источника узлов вокруг среднего эфемерид.

2.2 Кинематическая модель из исследования Fejes (1986)

В своем исследовании Fejes [12] описал наблюдения за SS433 с помощью MarkII и MarkIII VLBI при $\lambda = 21$ см. В его наблюдениях говорится, что при низком уровне яркости удалось отобразить необычно

расширенную радио структуру. Были обнаружены слабые эмиссионные характеристики до 1200 мс от ядра. Структура наблюдений очерчивает 85% периода прецессии и предполагает скорость 0.26 с, а расстояние до SS433 от 5.0 кпс + 0.3 кпс.

На рисунке 2.2.1 Fejes [12] получает гибридную карту SS433, свернутую с помощью фактического массивного луча, имеющие следующие параметры: основная ось – 162 mas, осевое отношение = 0.2, а угол

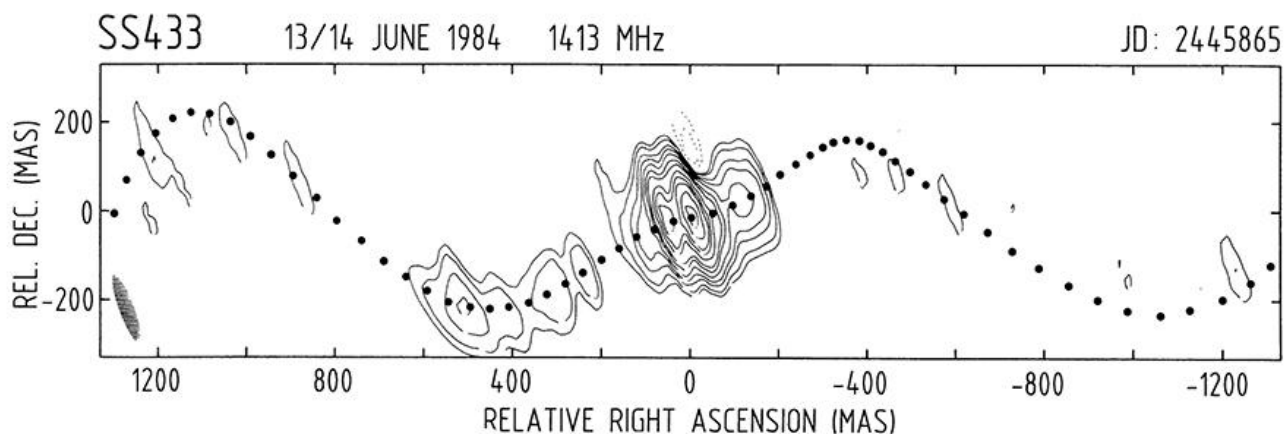


Рисунок 2.2.1. Гибридная карты SS433 на 21 см, JD: 2445865. Ось прецессии РА составляла 98° и предполагаемое расстояние 5,0 кпс. Точки модели отображаются с интервалом 5 дней. Уровни контуров пунктирные: -5, -2; твердое вещество: 2, 3, 5, 7, 10, 15, 20, 30, 40, 50, 70, 90% от пиковой интенсивности

положения = 20° . Излучение центрального ядра составляет ~ 45% от общего объема карты. Окруженный ассиметричными крыльями, уменьшающими интенсивность в пределах 200 мс от уровня пика до уровня 2 - 4%.

Кроме того, Fejes [12] исследовал центральную часть карты, свернутую круговым лучом = 30 мкм, которая позволят определить угол положения симметричных лучей (см. Рис. 2.2.2).

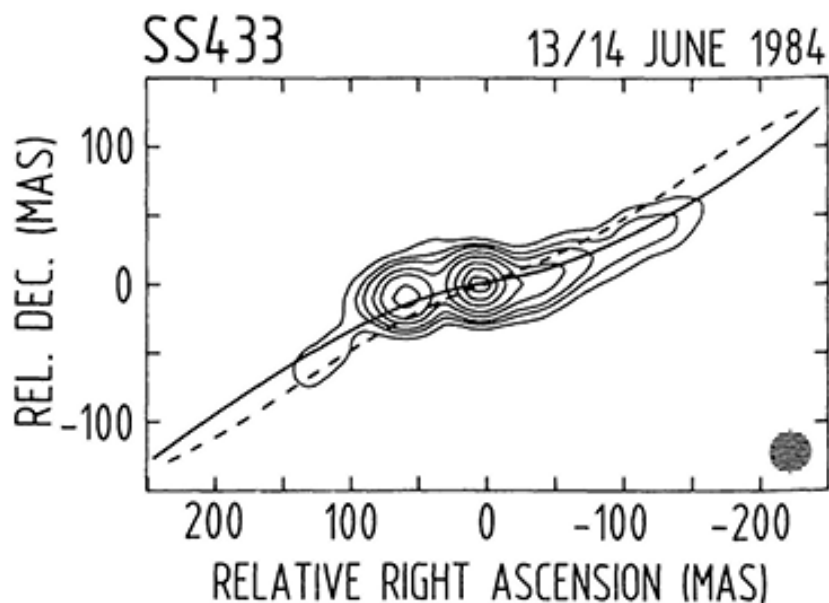


Рисунок 2.2.2. Центральная часть на Рис.2.2.1 свернута круговым лучом = 30 мс. Накладываются модельные траектории Маргона et al. [24] (пунктир) и Anderson et al. [2] (продольная линия). Предполагалось, что угол положения оси прецессии равен 98° . Контурные уровни составляют 4, 7, 12, 20, 30, 50, 70, 90% от пиковой интенсивности

Сравнивая радио структуры Margona et al. [24] и Anderson et al. [2] Fejes [12] заметил, что отклонения угла положения составляет от 4 до 7 градусов, которые могут трактоваться как ошибка нулевой эпохи 8 - 12 дней. Для дальнейших наблюдений за радио картами, сравнивая радио и оптические данные, рекомендует следующие параметры: прецессионный период = 162,68 дня, нулевая эпоха (JD) = 2443561.7, угол конуса = $19^\circ.8$, наклон оси прецессии = $78^\circ.8$, а скорость струи 0.26 с. Так же путем масштабирования модели до наблюдаемой струи в пределах 600 мс от ядра было получено значение расстояние $5,0 \text{ кпс} + 0,3 \text{ кпс}$.

Кроме того, Fejes [12] отмечает, что симметричные выброшенные индивидуальные эмиссионные признаки, не могут быть идентифицированы на карте, из-за недостаточных наблюдений УФ-покрытий.

2.3 Кинематическая модель из исследования Romney et al. (1987 г.)

В своем исследовании Romney [35] исследовал кинематику струй SS433 на основе восьми эпох VLBI начинающихся с 1980 г. и заканчивающиеся 1981 годом. За значения периода, бралось значение 164 дня, расстояние до SS433 от $5.0 + 0.5$ кпс. А так же изучает природу многочисленных дискретных объектов, выброшенных из SS433, на картах. Исследование уникальное в своем роде из-за того, что для зависимости от частоты наблюдения, для снимков брались разные шкалы карт 6 см, 18 см и 21 см, а восстановительные лучи брали эллипсоидную форму. Модельный период исследования брался 162,677. А теперь рассмотрим анализ каждой конкретной эпохи из статьи Romney et al. [35]. Изображения SS433 в восемь эпох будут представлять собой. Горизонтальная и вертикальная оси, имеющие прямое восхождение и склонение, соответственно, относительно произвольного происхождения. Контурные уровни составляют 5%, 10%, 20%, 30%, 40%, 50%, 60%, 70%, 80% и 90% максимальной яркости; заштрихованный эллипс указывает восстанавливающий луч. Траектории баллистических лучей показаны сплошными кривыми с точками, обозначающими фиксированные интервалы времени, начиная с выброса из предполагаемого центра, обозначенного звездочкой.

а) 1980 Октябрь

Модель (см. Рис. 2.3.1) состоит из неразрешенного компонента, содержащего 160 мДж, и чрезвычайно удлиненного признака 50 мДж в положении 117° . В рамках формальной ошибки эта ориентация совпадает с ориентацией предсказанной траектории. Относительные положения этих двух компонентов не могут быть определены с какой-либо точностью; в построенной модели их центры совпадают. Niell et al. [29] получил карту с тремя станциями через 2.2 дня, которая довольно асимметрична и обнаруживает слабую черту ~ 135 угловых мили секунд на юго-восток. Спустя 13 дней спустя образовалась сильная вспышка.

б) 1980 год декабрь

На карте (см. Рис. 2.3.2) преобладает тройная структура, состоящая из разрешенной центральной особенности и двух неразрешенных компонентов при угловом разделении 100 мА; более слабые расширенные эмиссионные области появляются симметрично вдоль обоих лучей на протяжении всего диапазона ~ 400 мА. Из-за общей симметрии карты автор центрировал траектории на центральной функции. С этой регистрацией неразрешенные компоненты центральной тройки были бы выброшены примерно за 8 дней

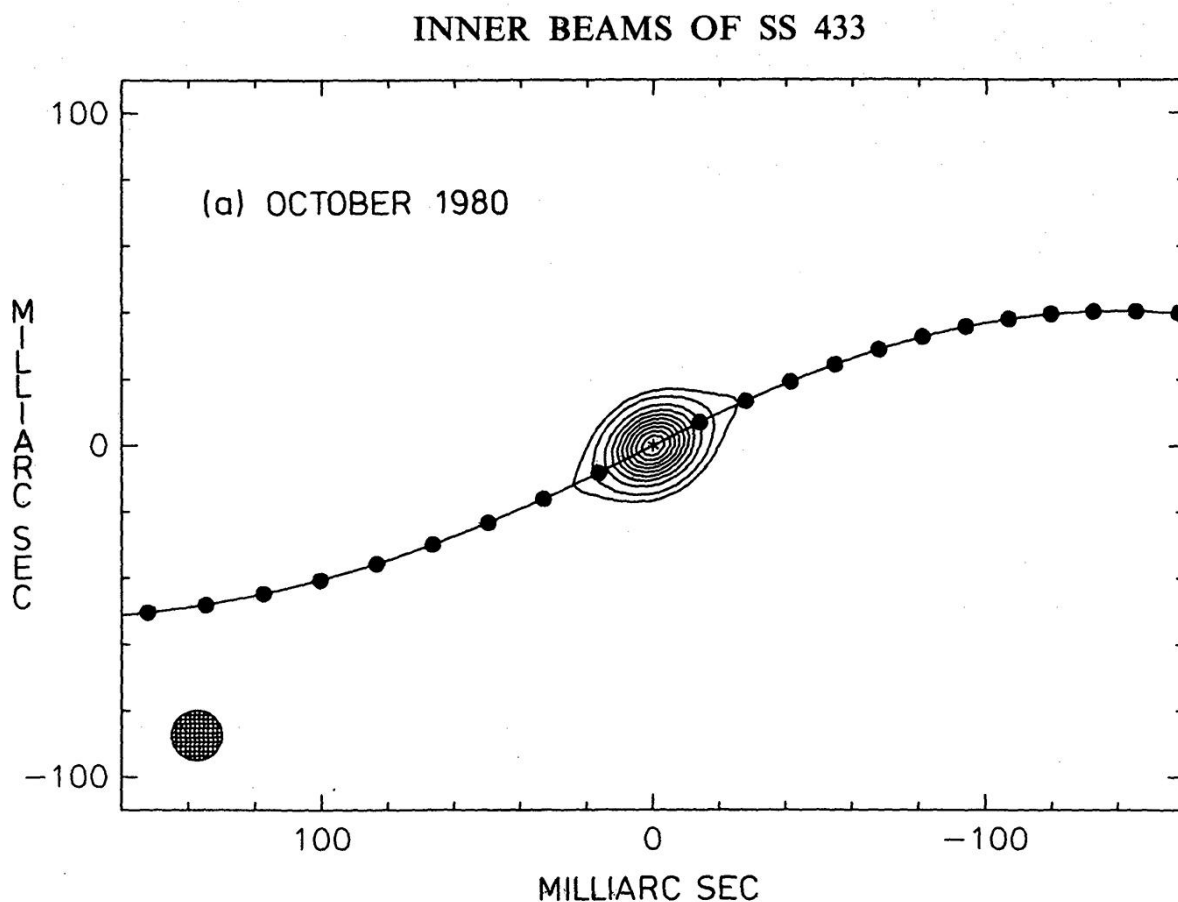


Рисунок 2.3.1. Изображения SS433, сделанное Romney [35], в первую эпоху, в октябре 1980 г.

донаблюдений, а более слабые, более протяженные внешние области примерно на 18 дней раньше.

с) 1981 год

Карта в эту эпоху (см. Рис. 2.3.3) напоминает центральную область предыдущего изображения, хотя восточный аналог более слабой компактной

области разрешается и смешивается с сильным центральным компонентом. В исследовании центрировались траектории кинематической модели, так что внешние признаки стали лежать в возрасте инъекции около 5 дней. Карта Niell et al. [29], полученная на 1,7 дня раньше при 2,3 ГГц, имела подобное разрешение, и показывало симметричную тройную структуру с внешними признаками, соответствующими возрастным выбросам ~ 8 дней. Экстраполируя структуру внутрь на 1,7 дня, можно объяснить сильную центральную особенность Niell et al. [29], однако в исследовании это не было доказано.

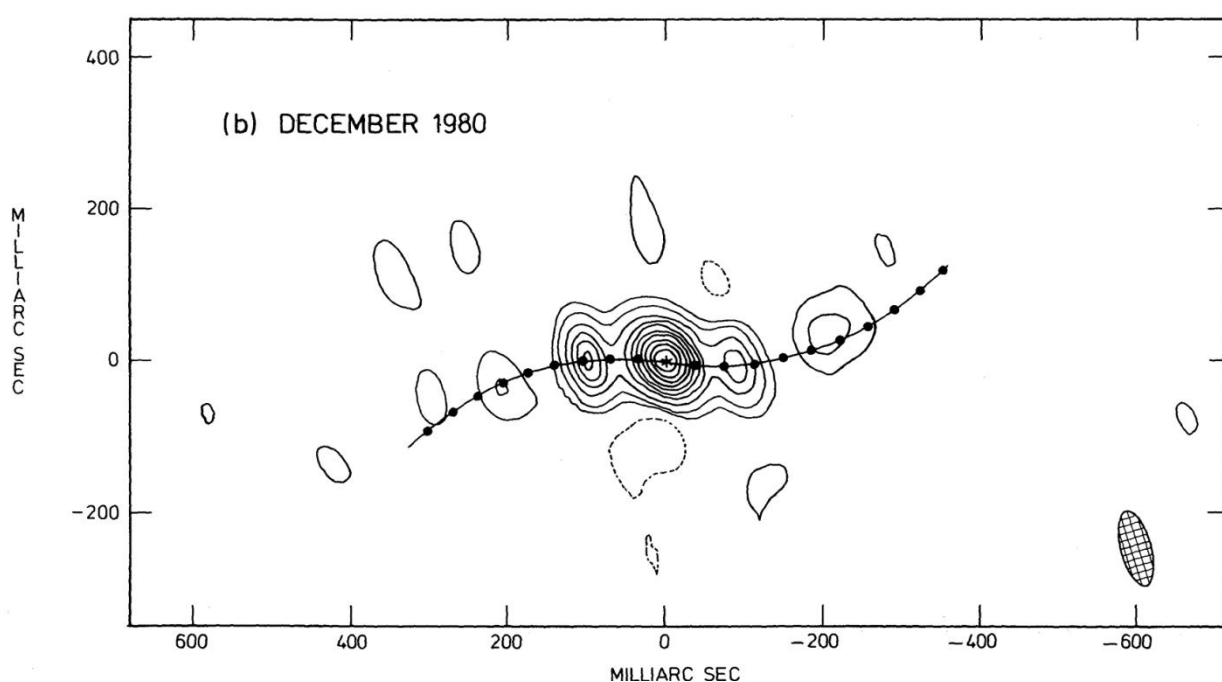


Рисунок 2.3.2. Изображения SS433, сделанное Romney [35], в Декабре 1980 г.

d) 1981 г.

Физические условия в областях внутреннего луча. Структурно-тесная внутренняя тройная структура фланкирована двумя расширенными симметриями – также неполна; расширение асимметрично внешним областям (см. Рис. 2.3.4). В эту эпоху северо-западный компонент смещен от предсказанной траектории, предсказанные кинематические траектории лежат почти в плоскости этих наблюдений, совпадают с затяжной вспышкой, наблюдаемой внебе и дифференциального времени прохождения света.

ROMNEY ET AL.

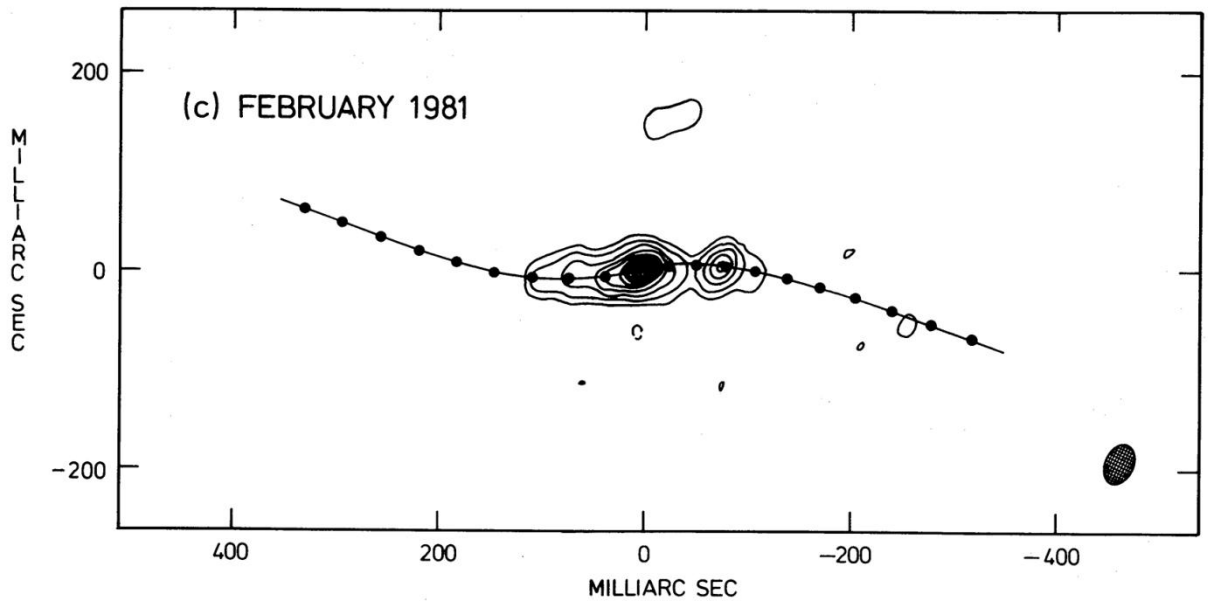


Рисунок 2.3.3. Изображения SS433, сделанное Romney [35], в Феврале 1981 г.

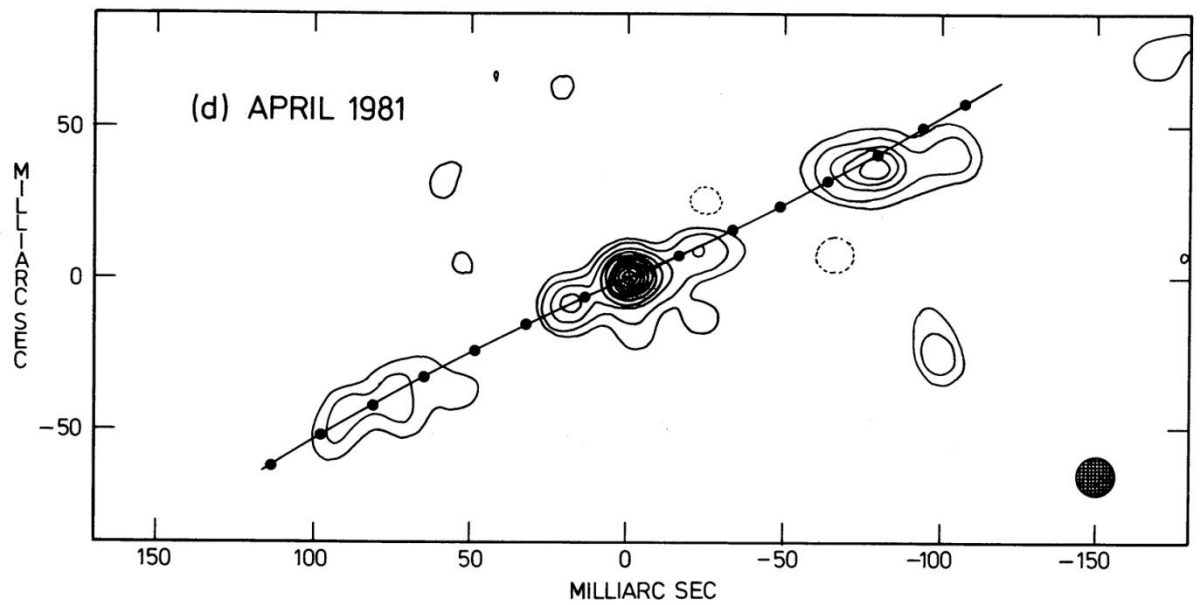


Рисунок 2.3.4. Изображения SS433, сделанное Romney [35], в Апреле 1981 г.

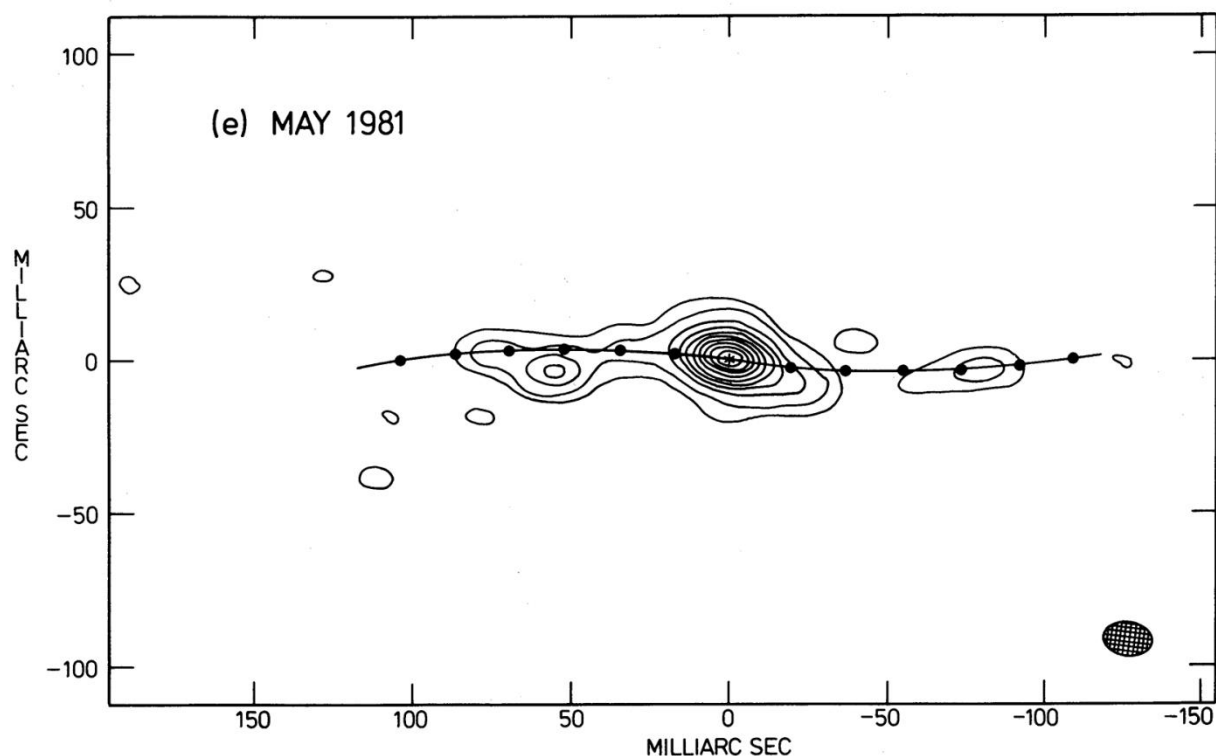


Рисунок 2.3.5. Изображения SS433, сделанное Romney, в мае 1981 г.

е) 1981 май и июнь

Эти близко расположенные наблюдения (6 дней друг от друга) предназначались для измерения правильных движений идентифицируемых дискретных компонентов. К сожалению, в эти эпохи было мало кандидатов; на обеих картах доминируют одиночные сильные, частично разрешенные компоненты, на которых центрировались траектории кинематической модели. Карта май (рис. 2.3.5) довольно асимметрична и имеет, по крайней мере, одну вторичную особенность, ~ 50 мкс к востоку от основного пика, которая почти исчезла к июльской эпохе (рис. 2.3.6). Интересной особенностью на обеих картах является ориентация доминирующей составляющей в угле положения $75^\circ \pm 10^\circ$, выше или на краю номинального конуса, арии $80^\circ - 120^\circ$, в пределах которых проецируемые пучки ограничены в кинематической модели и примерно на 10° от прогнозируемой траектории. Niell et al. [29] наблюдал слегка расширенную доминирующую центральную особенность за 8,8 дня до майской эпохи, которая должна содержать всю структуру на карте. Очень слабый, медленный пик плотности

потока SS433 совпал с этими эпохами, а умеренно сильное сжигание произошло между 20 и 25 днями до майских наблюдений. Эти более ранние вспышки согласуются с положениями двух крайне слабых симметричных признаков на карте Niell et al. [29].

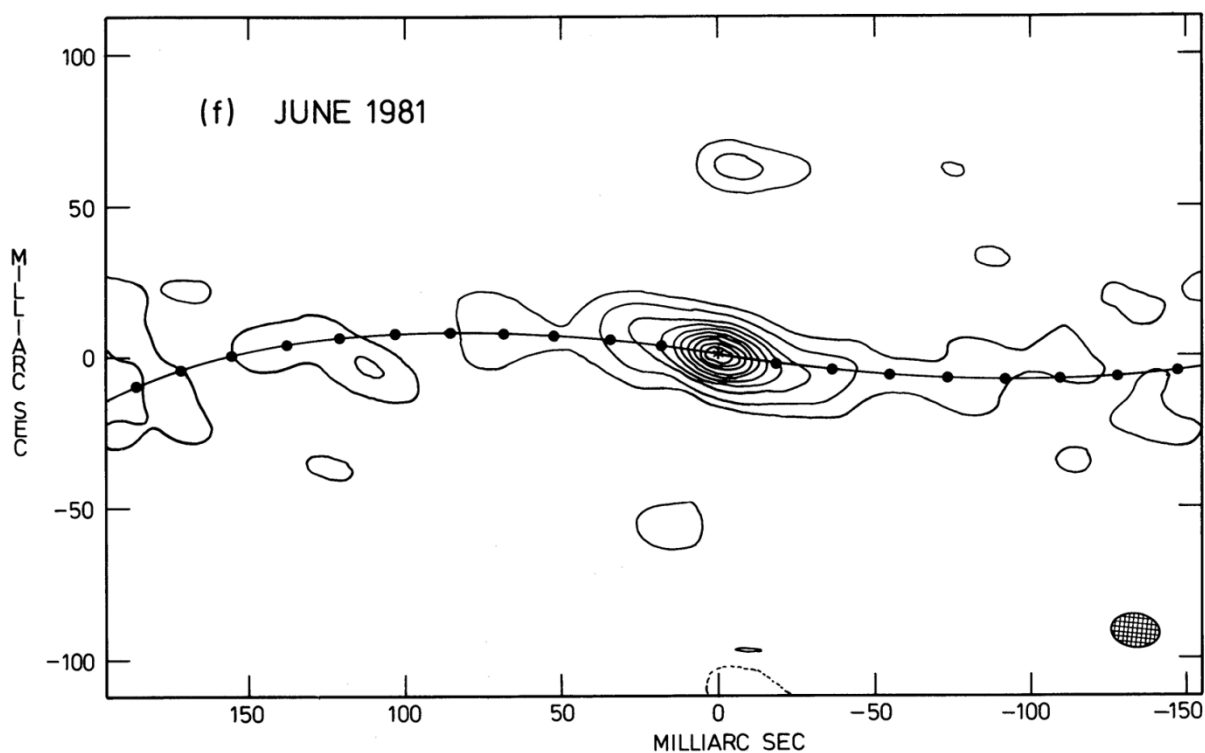


Fig. 1f

Рисунок 2.3.6. Изображения SS433, сделанное Romney [35], в июне 1981 г.

f) 1981 год

Структуры, наблюдаемые в эту эпоху (см. Рис. 2.3.7), являются самыми расширенными и изогнутыми и наименее симметричными в серии наблюдений Romney [35]. Зарегистрированные на доминирующей центральной особенности, лучи соответствуют близко более слабым расширенным областям, которые содержат несколько дискретных конденсаций на протяжении почти секунды дуги. Антисимметрия в этих

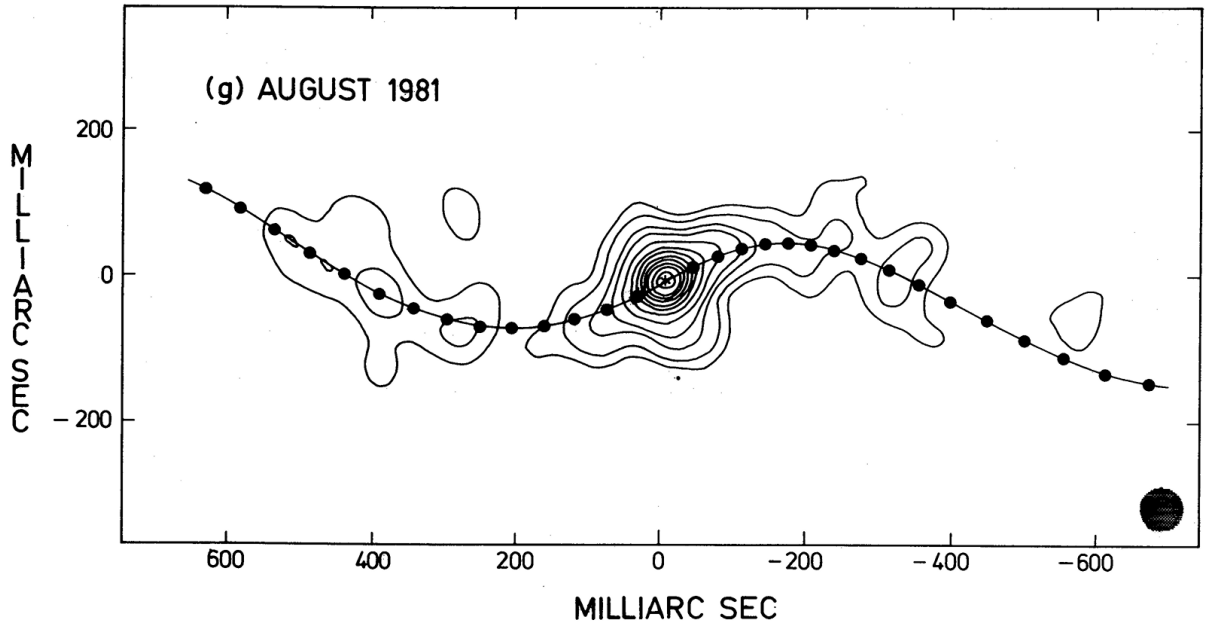


Рисунок 2.3.7. Изображения SS433, сделанное Romney [35], в августе 1981 г.

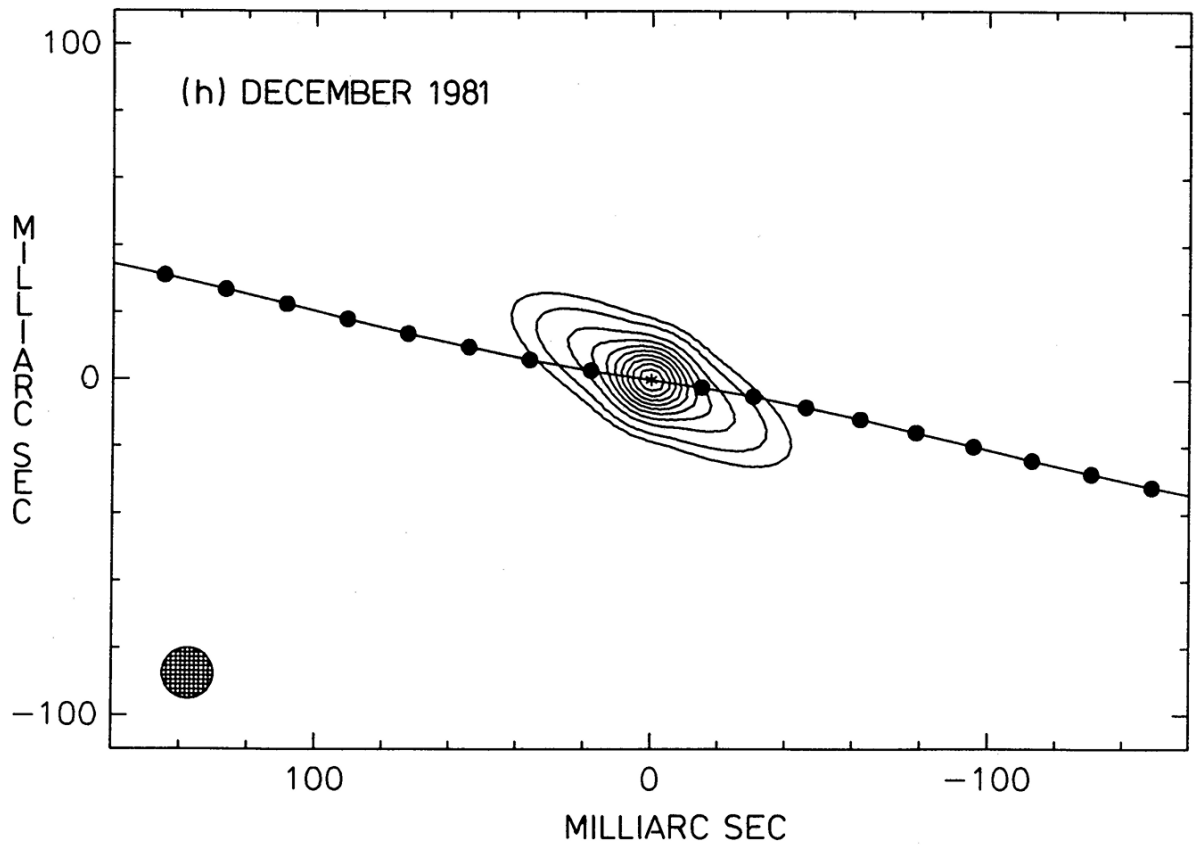


Рисунок 2.3.8. Изображения SS433, сделанное Romney [35], в декабре 1981 г.

расширенных структурах представляет собой односторонний выброс, который отменил направление примерно за 35 дней до наблюдений. Эта эпоха приходится на один из периодов покоя, определенных Johnston et al. [18].

g) 1981 год

Модель (см. Рис. 2.2.8) похожа на эпоху 1980-го октября, за исключением того, что относительные интенсивности неразрешенных и вытянутых компонентов меняются на противоположные, и, как ни странно, угловой коэффициент удлинения составляет 62° , что значительно превышает кинематическую модель конус. При данных с одной базой данных этот вывод во многом зависит от правильной калибровки; амплитуды калибратор – источник убедительно безграничны на протяжении всего наблюдения, в частности, во время амплитудного отклонения в данных SS433, который отвечает за эту удлиненную модель. Кроме того, одно население данных SS433 в одиночку в результате внезапной вспышки (хотя ни один из них не наблюдался в такой короткой временной шкале) исключается неизменной интегральной плотностью потока, контролируемой локальной интерферометрией времени сессии.

2.4 Кинематическая модель из исследований Vermeulen (1993г.)

В своей статье Vermeulen et al. [38] исследует высококачественные изображения SS433 с очень длинной базой интерферометрии (VLBI). Несмотря на то, что авторы утверждают, что модель находится в согласии, как с эффектом света во времени, так и с доплеровским усилением. При этом расстояние до SS433 измеряется как, $85 \pm 0,2$ кпс, радиоизлучение большей частоты 5 ГГц происходит на шкале размера, превышающей $\sim 10^{13}$ м соответственно. Из личного письма от Panferov, утверждается, что нахождение расстояния до SS433 с учетом эффекта распространения света, для определенного расстояния по собственному движению одной пары облаков в противоположно направленных миллисекундных струях, из статьи

Vermeulen et al. [38] – не верно. Поскольку метод чувствителен к положению источника струй, а оно локализуется лишь в пределах области $< 0' ' .010$, руководствуясь только изображением вытянутого центрального радиоисточника на серии радиоизображений на Рис. 1 в [38]. Поэтому для его более точного определения используется кинематика струй, с априорным выбором скорости $v_j = 0.26$ с, и дополнительно к этому предполагается одновременность выброса упомянутой пары облаков [Из личного письма от Panferov]. Таким образом, результаты оценки величин v_j и D в статье Vermeulen [38] зависят от этих предположений. Так если предположить иную модель, со скоростью $v_j = 0.15$ с, то центральный источник сместится всего на $1 \div 3$ миллисекунды, что в пределах неопределённости положения источника струй.

Заметим, что этот разброс согласуется с точностью определения положения облаков $\pm 0' ' .002$ в Vermeulen [38]. Расстояние в таком случае будет равно $D \sim 2.8$ кпс. Даже в случае модели с $v_j = 0.26$ с возможный сдвиг положения источника на $1 \div 3$ миллисекунды приведёт к изменению расстояния на:

$$\Delta D \approx 0.6 \div 1.8 \text{ кпс} . \quad (3.4.1)$$

2.5 Кинематическая модель из исследований Stirling et al. (2002 г.) и Stirling et al. (2004 г.)

Огромный вклад в понятия кинематики струй SS433 внес своими работами Stirling со своими коллегами в 2002 [36] и 2004 [37] годах. В исследовании 2002 года, Stirling представил возможное взаимодействие между радиокомпонентами и оптическими пулями. Велась серия наблюдений MERLIN на частоте 5 ГГц, с 1991 года и до декабря 1992 года. Излучение радиосети было классифицировано путем замены дискретных характеристик гауссовскими профилями плотности потока. Эти подогнанные компоненты использовались для получения правильных движений, углов

положения выброса и дат выброса для развития характеристик в струях. Наблюдаемые углы, положения и даты выброса были сопоставлены с предсказанной кинематической моделью эпохи 1989 года. Угол положения конуса прецессии был уточнен до $98^{\circ}.2 \pm 0^{\circ}.2$. В наблюдаемой прецессионной фазе было обнаружено расхождение на 7 - 10 дней. Это наблюдаемое несоответствие согласуется с переходным отклонением в фазе прецессии, измеряемым красным смещением оптических пульс в аналогичное время. Анализ правильных движений всех подогнанных компонентов приводит к измерению расстояния $4,61 \pm 0,35$. Также были обнаружены пара симметрично выгруженных узлов со скоростью намного ниже $0,26$ с. Их время выброса перекрывалось периодом необычных доплеровских сдвиговых остатков и фрагментации оптических пульс.

Кинематический локус, предполагающий расстояние $4,8$ кпс, накладывается на равномерно взвешенное изображение SS433 в 1992 году 04 января на Рисунке 3.5.1 и демонстрирует наиболее четкое согласие между радиоструктурой и кинематической моделью на сегодняшний день.

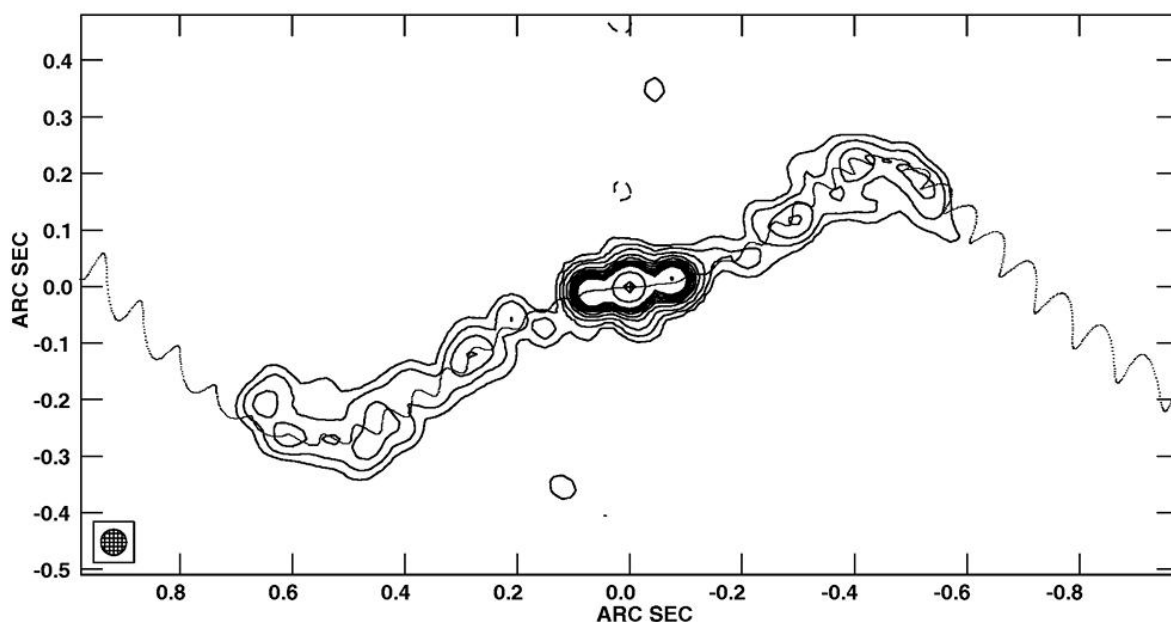


Рисунок 2.5.1 5-ГГц изображение SS433, Stirling et al. [36] на дату 04 января 1992

В результате исследования, было выявлено, что один из узлов, выброшенный от SS433 с 45 до 75 процентов (0,12 – 0,20 с) от прогнозируемой скорости. Считается, что колебания скорости выброса приводят к ударам в струях, создаваемых давлением, обнаруженных в блазарах. Такие удары рассматриваются как яркие компоненты, движущиеся вниз по струе с поперечным магнитным полем. Выброс аномальных компонентов из SS433 не является беспрецедентным. Ранее 5-ГГц наблюдения MERLIN SS433 показали материал струи, который не был установлен Кинематической моделью. Авторы пришли к выводу, что эти выбросы можно объяснить увеличенной скоростью выброса 0,4 с [36]. Из чего можно сделать вывод, что скорость выброса из SS433 играет не последнюю роль для кинематики струй.

Так же в исследованиях Stirling et al. [37] проводились исследования SS433 в 1997 г. в 1,5, 5, 8 и 15 ГГц с использованием VLA в конфигурации A, и взяты в четырех более поздних эпохах с частотой 5 или 1,6 ГГц с использованием MERLIN. Где проводили анализ среды, выяснив, что вблизи SS433 деполяризующая среда, вероятно, ионизированная облаком газа, связанным со звездным ветром нормальной звезды. Хотя и не исключается тепловой газ в материале струи, сосуществующий с релятивистскими электронами.

Так же в своих наблюдениях Stirling et al. [37] затронули баллистическую кинематическую модель, описав постоянную баллистическую скорость выброса компонентов из ядра в направлении, предсказываемом прецессией. Данная модель была получена в результате фита оптических спектров на протяжении 20 лет. Значения из фитов были дополнены: углом положения на небе – 98.2, и расстоянием до SS433 – 4.8 кпс. Наблюдения VLA проводились на прецессионной фазе ϕ – 0.97, а наблюдения MERLIN на 0,53, 0,52 и 0,02 соответственно. В ходе исследования было описано, что на фазу прецессии влияет в первую очередь

фазовый шум. После чего фаза прецессии была исправлена с 0.97 на 0.72, что повлияло на равномерное распределение расширения области (см. Рис. 2.5.2)

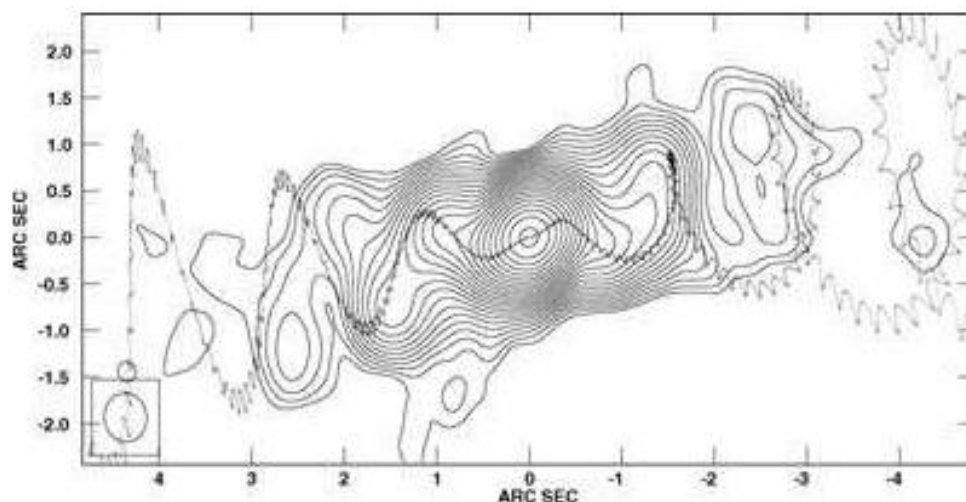


Рисунок 2.5.2. Кинематический локус замедленной фазой из Stirling et al. [37] 2014 г на частоте 5 ГГц.

После чего, в рамках исследования, для того, чтобы исследовать более медленную скорость, изменили подгонку значения для $\beta = 0.025 \pm 0.005$, что показано на рисунке 2.5.3.

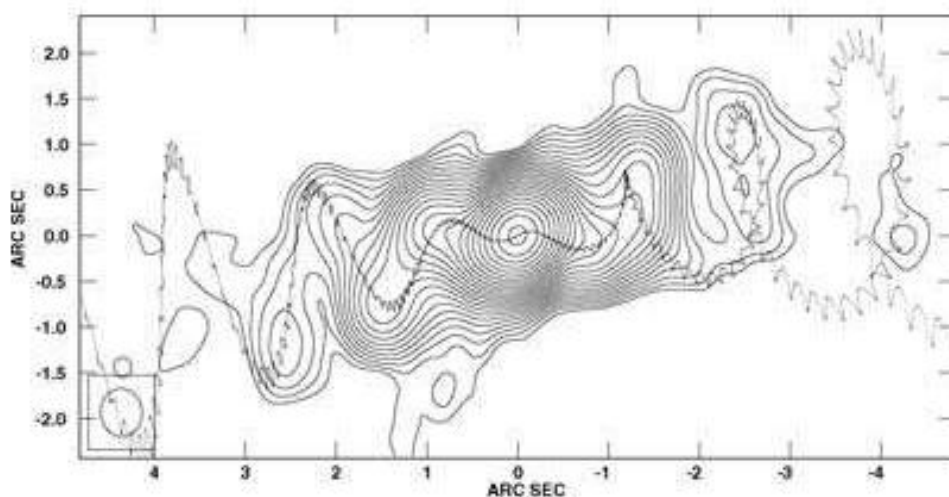


Рисунок 2.5.3. Кинематический локус с уменьшенной скоростью из Stirling et al. [37] 2014 г на частоте 5 ГГц

Далее была исправлена начальная скорость на 0.2647с и постоянным замедлением в 0.02 с за период. Заторможенный

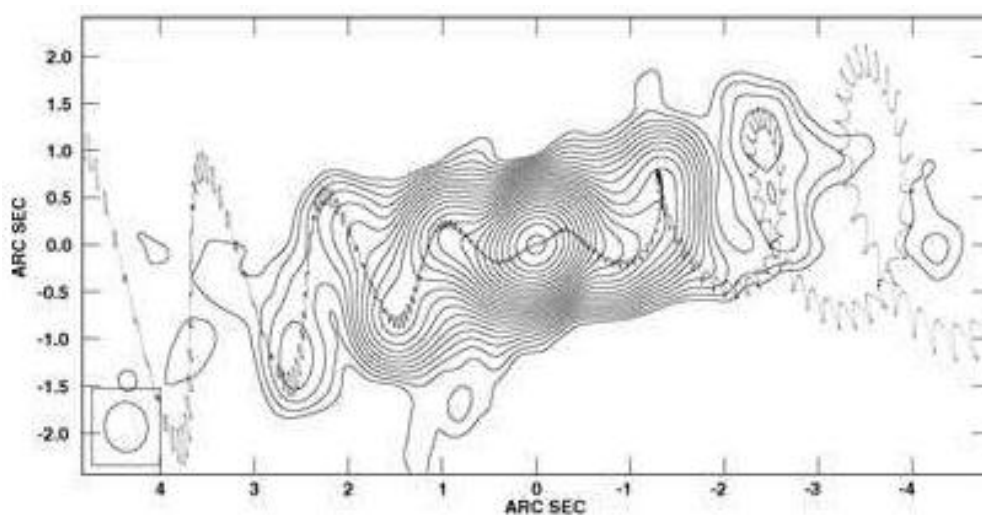


Рисунок 2.5.4 Тормозящий кинематический локус из Stirling et al. [37] 2014 г на частоте 5 ГГц

локус можно посмотреть на Рисунке 2.5.4. И это все изменения, касающиеся структуры с интенсивностью в 5 ГГц.

Если говорить про интенсивность в 15 ГГц, то для неё Stirling et al. предполагал, что модельная скорость (см. Рис 2.5.5) слишком высока, особенно для наиболее распространённых выбросов. В связи, с чем первым шагом было изменение

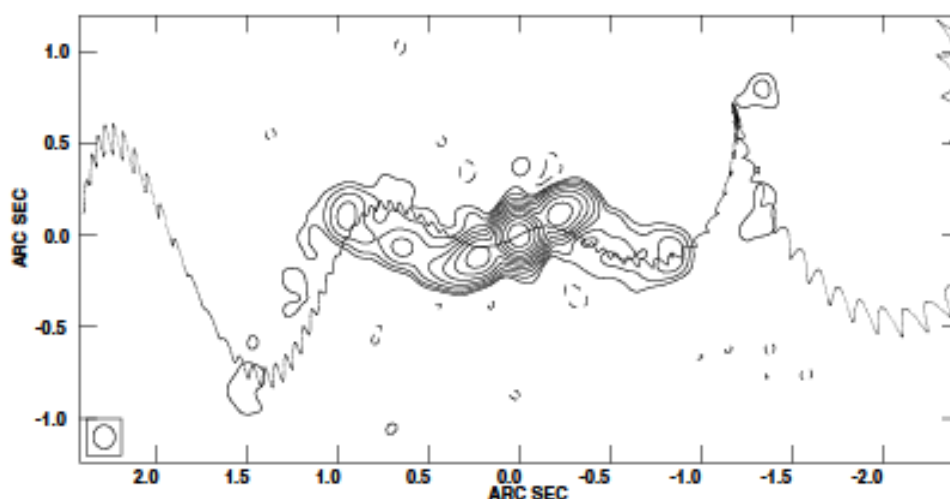


Рисунок 2.5.5. Кинематический локус замедленной фазой из Stirling et al. [37] 2014 г на частоте 15 ГГц.

фазы на 0.72 (см. Рисунок 2.5.6). Несмотря на то, что корректировка фаз прецессии дает хорошее соответствие структуре угловой секундой шкалы (2.5.3), она сохраняется при наблюдении структуры на угловых шкалах меньше, чем на дугу. Те же самые параметры были выбраны и для снимка в 15 ГГц (см. Рис. 2.5.7).

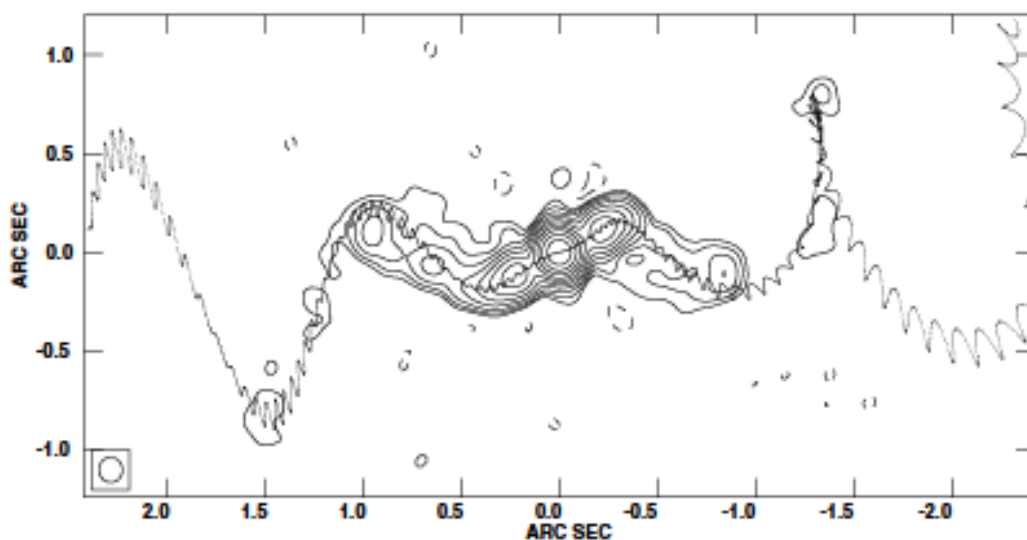


Рисунок 2.5.6. Кинематический locus с уменьшенной скоростью из Stirling et al. [37] 2014 г на частоте 15 ГГц

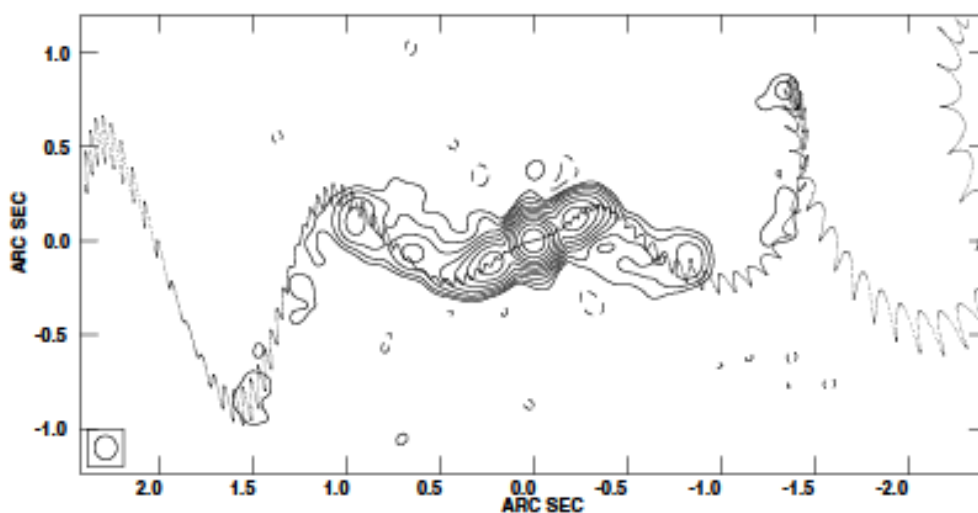


Рисунок 2.5.7. Тормозящий кинематический locus из Stirling et al. [37] 2014 г на частоте 15 ГГц

Замедленная кинематическая модель показана на Рисунке 2.5.7 и снова обеспечивает приемлемую подгонку к структуре 15 ГГц, подходящую пикам излучения лучше, чем в случае на Рисунке 2.5.6.

Мы видим монотонное падение наблюдаемой скорости от многоволнового анализа областей излучения, расположенных при возрастающих двоичных расстояниях. Имеются четкие свидетельства взаимодействия радиоструй и остатка сверхновой W50 на угловых шкалах степени, и поэтому струи должны снова стать свободными на промежуточных весах. Похоже, что окружающая среда, ответственная за торможение, должна быть локализована в двоичной системе, такой как материал в звездном ветре. Даже при более высоком разрешении не возможно четко различать быстрое замедление по шкале зоны освещения с последующей постоянной скоростью и постоянным замедлением скорости струи.

2.6. Кинематическая модель из исследований Blundell and Bowler (2004 г.)

В своей статье Blundell and Bowler [4] исследуют SS443 на двух полных циклах прецессии оси струй, в своей работе они нашли систематические и идентифицируемые отклонения от традиционной кинематической модели для струй: изменения скорости струи, продолжающиеся до десятков дней, необходимы для соответствия детальной структуре каждой струи. Этим объясняются некоторые особенности коррелированных остатков красного смещения, найденные в соответствии с кинематической моделью SS433. Кроме того, в исследовании им удалось точно измерить расстояние до SS433 – $5,5 \pm 0,2$ кпс, значение отличное от расстояния, которое в то время бралось априорно, и было найдено использованием нейтральных измерений водорода вместе с текущей моделью вращения для Галактики. При этом скорость отдельных выбросов сильно варьируется от 0.24 до 0.28 с.

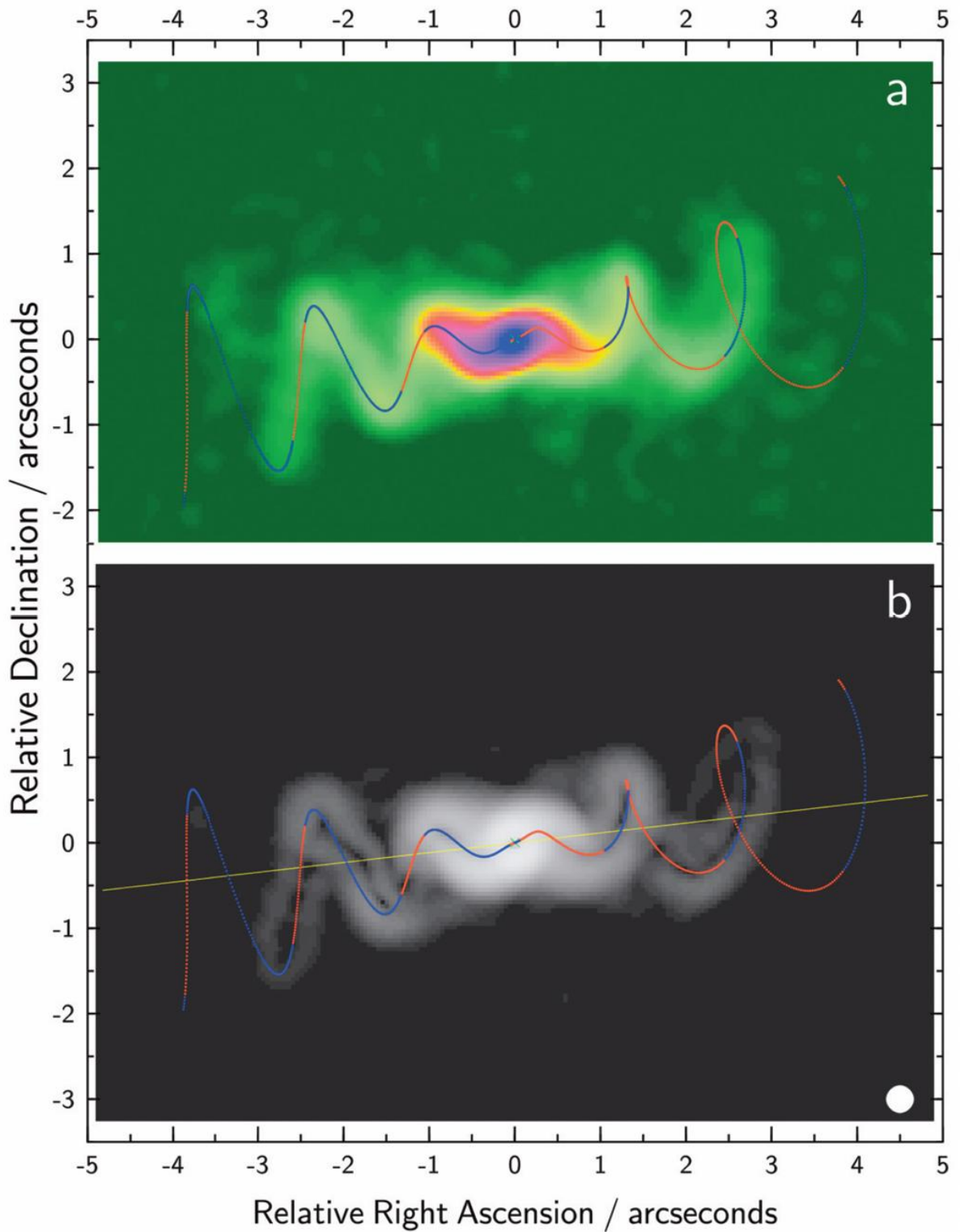


Рисунок 2.6.1. Снимок SS433 сделанный Blundell and Bowler [4] на частоте наблюдения 4.85 ГГц с помощью VLA.

Снимок, представленный на Рисунке 2.6.1 сделанный Blundell and Bowler [4] на частоте наблюдения 4.85 ГГц показывает наложение этой

проекции на небо двух противоположно направленных струй (состоящих из отдельных болидов, выбрасываемых по одному в день в каждом направлении) на расстоянии 5,5 кпс от нас. Струи имеют постоянную скорость выброса 0,26 с, ось которых прецессирует каждые 162 дня и находится под углом 78° к нашей линии взгляда (делая угол 10° относительно направления восток-запад) и прокладывая конус полумесяца 19° . Синие области линии указывают на то, что болиды (движение которых считается баллистическим) перемещаются к нам, а красные области указывают на то, что болиды отходят от нас. К первому порядку кинематическая модель, по-видимому, демонстрирует разумное среднее соответствие данным. (б) Изображение с изображением изображения, показанное на (а), с помощью Sobel, более четко выявляя несоответствия стандартной кинематической модели относительно данных. Реализация параметров кивок, цитируемых Stirling et al. [36] лишь незначительно отличается от появления следа от простой кинематической модели. Белый круг в нижнем правом углу – это размер синтезированного луча $0.' ' 35 \times 0.' ' 35$.

На рисунке 2.6.2 изображение полной интенсивности, что и на рисунке 2.6.1(б), но показанное с передаточной функцией, про которую подробнее можно посмотреть в статье [4]. Чтобы подчеркнуть локальные градиенты по интенсивности в диапазоне уровней интенсивности и, следовательно, хорошее соответствие блобов.

Однако в своей статье [32] про измерение расстояния до SS433 Панферов ставит под сомнение кинематическую модель Blundell and Bowler [4]. Трактую это тем, что Blundell and Bowler не учли некоторые ограничения в своем исследовании, такие как:

- а) возможные вариации направления струй относительно регулярного вращения (хотя авторы обсуждают их величину), влияние которых может быть не меньше, чем влияние вариаций скорости;

- б) влияние на фит самых дальних частей струи, далее 3", где эффект распространения света максимален;
- в) влияние нутационного движения. Последний эффект, с одной стороны, выделяет области струи более

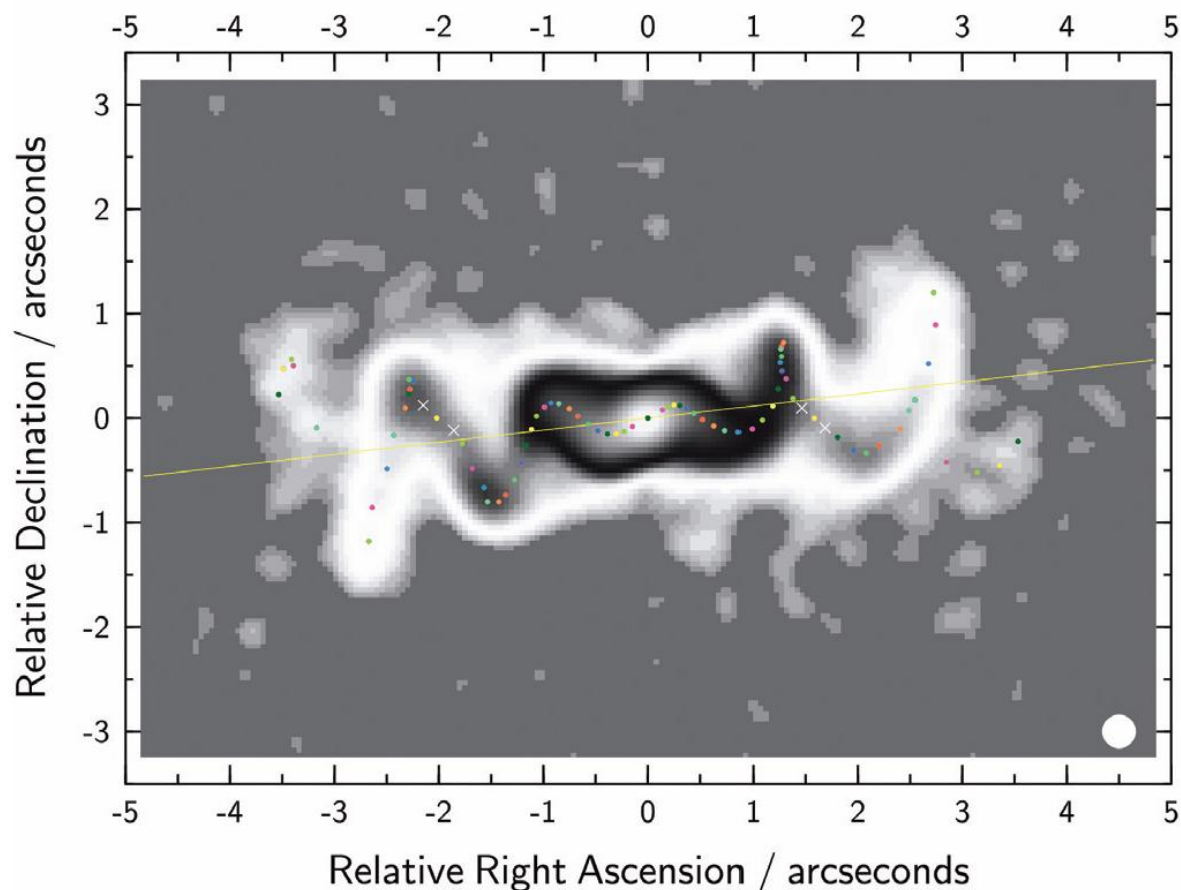


Рисунок 2.6.2. Изображение 2.6.1 с передаточной функцией из Blundell and Bowler [4].

медленного углового движения, а также точки остановки в картинной плоскости (т.н. проекционный эффект), которые, будучи наиболее яркими, должны заметно отличаться от среднего прецессионного следа струи на радиоизображении при точности его определения $0.''035$.

Кроме того, нет полной симметрии между радиооблаками обеих струй: бывают односторонние выбросы и они различаются скоростью старения [35][36]. Это противоречит основному предположению этой модели о

строгой симметрии, т.е. одновременной генерации облаков, в противоположно направленных струях и, отсюда, предположению о равенстве скоростей в областях радиоструй, симметричных относительно источника в его внутренней системе координат. Кроме того, вариации скорости на Рис. 4 в [4], подобранные для данного изображения радиоструй, являются медленными, меньше $0.0014c$ (420 км/с) в день, и происходят на масштабе несколько десятков дней. А хаотические изменения положения подвижных линий струй в оптическом спектре соответствуют максимальным изменениям скорости несколько тысяч км/с в день [24]. Таким образом, найденные в Blundell and Bowler [4] значения скорости радиоструй показывают поведение, сильно отличающееся от поведения оптических струй.

Глава 3. Динамическая модель струй SS433.

Как говорилось ранее, для улучшения существующей модели струй нужно учитывать ускорение блобов, задающиеся определенной функцией. Поскольку данная функция нам не известна, для её описания стоит привлечь физические модели, которых на данный момент известна всего одна, а именно модель Panferov [32]. Для описания динамической модели струи нужно досконально изучить данную статью и на основе неё сделать выводы, которые в дальнейшем помогут нам описать собственную кинематическую модель струи с учетом локального ускорения, для минимизации невязок между стандартной кинематической моделью и моделью, представленной в рамках исследования.

Статья Panferov [32] исследует обнаружения отклонений радиус-преломляющих радиоструй SS433 от баллистического локуса, описываемого кинематической моделью, в качестве сигнатуры динамики, возникающей при взаимодействии струй с окружающей средой. В качестве подхода к решению данной цели, Панферов в своей статье моделировал кинематику струй, принимая во внимание давление плунжера на струях, которое оценивалось по профилю яркости синхротронного излучения вдоль радиоструй, принимая баланс давления в струях.

3.1 Введение в динамическую модель струй SS433 Panferov (2014 г.)

Морфология радиоструй на картах Робертса и др. [33] дает четкое указание на значительную роль в формировании динамического давления окружения, возникающего в ходе прецессии струи. Кроме того, Roberts et al. [34] утверждали, что непрерывная форма доплеровского усиления наблюдаемых интенсивностей струй очень характерна. Тем не менее, оптические струи состоят из облаков, а магнитные струи многочасовой шкалы, по-видимому, узлы, что, как мы отмечаем, не исключает непрерывного основного потока [32]. Miller-Jones et al. [28], также высказались за облачную структуру внешних радиоструй. В своей статье

Panferov [32] предлагаем модель, в которой струя SS433 является квазинепрерывной, а окружающий газ, охваченный струей, обеспечивает динамическое давление на поверхность струи, что приводит к отклонению струи от баллистической кинематики. В то же время скорость струйного рисунка:

$$v_n \simeq v_j \left(1 + \frac{v_j^2}{v_\varphi^2}\right)^{-0.5}, \quad (3.1.1)$$

где v_φ – азимутальная скорость струи из-за прецессии и нутации, являющаяся достаточно большой, чтобы возбуждать ударные волны на поверхности, которые распространяются внутри струи и вызывают сильную турбулентность вокруг облаков в струе и в качестве усиление магнитного поля [32]. Поэтому, в отличие от модели Hjellming & Johnston [17], в модели Панферова синхротронное излучение происходит не на поверхности однородной струи, но вблизи плотных облаков, а струя не является адиабатической, а нагревается до температур $\sim 10^7$ К вниз от струи [32].

Согласно этой модели – средний штырь внутреннего давления, равный сумме давлений магнитного поля p_m , релятивистских частиц p_r и газа p_g , примерно равно динамическому давлению p_{dyn} на поверхности струи, пренебрегая давлением магнитного поля и газа окружающей среды, Панферов устанавливает их равенство:

$$p_{dyn} = p_{in} \equiv p_m \left(1 + \frac{1}{3\beta_H} + \beta_g\right) \equiv p_m \beta_{in}, \quad (3.1.2)$$

где $\beta_{in} = 1 + 1/3 \beta_H + \beta_g$,

$\beta_H = \varepsilon_H / \varepsilon_r$ – это отношение энергии магнитного поля ε_H и всех релятивистских частиц ε_r , $\beta_g = p_g / p_m$.

Профиль магнитного давления p_m вдоль струи оценивается с использованием спектральной плотности остаточного кадра потока синхротронного излучения S_ν (ниже яркости), предполагая степенный энергетический спектр электронов, следующим образом:

$$p_m = \frac{H^2}{8\pi} = \left(\frac{K\nu\beta_H\beta_e D^2 S_\nu}{v}\right)^{4/7}, \quad (3.1.3)$$

где, $\beta_e = \varepsilon_r / \varepsilon_e$ – это отношение энергии всех релятивистских частиц к энергии γ_e релятивистских электронов.

H – сила магнитного поля, которое предполагается случайным образом направленным,

V – объем излучающего газа в пределах луча наблюдения.

Коэффициент k_V составляет $5,47 \times 10^{17}$, в случае SS433: спектральный индекс синхротрона равен $\alpha = 0,74$, частота $\nu = 4,86$ ГГц профиля яркости $S_\nu(r)$, а диапазон частот $4,86 - \infty$ ГГц принимается как весь спектр синхротронного спектра релятивистских электронов. Давление p_m может быть недооценено не более чем в 2 - 3 раза из-за неопределенности нижней границы спектра синхротрона [32].

В модели Panferov [32] магнитное поле внутри струй и, следовательно, образование синхротронного излучения локализованы вблизи плотных облаков в оболочках облаков, толщина l_{sh} которых примерно равна половине облаков l_{cl} , для облаков в остатках сверхновых [32]. Объем этих облачных оболочек на один струйный отрезок единичной длины равен:

$$V = \frac{k_V M_j}{p_{cl} \lambda_j} = \frac{k_V k_B T_{cl} M_j}{\mu m_p \beta_{in} p_m \lambda_j} \quad (3.1.4)$$

где k_V – объемное отношение оболочек и облаков,

T_{cl} – плотность и температура облаков,

p_{cl} – давление газа, которых считается равным среднему внутреннему давлению штока,

M_j – поток струйной массы, содержащейся в облаках,

λ_j – длина струи на единицу времени полета,

μ – средняя относительная молярная масса облаков (~ 6 для солнечной системы),

m_p – масса протона,

k_B – постоянная Больцмана,

В принятом случае сферических облаков

$$K_v = \left(\frac{2l_{sh}}{l_{cl}} + 1\right)^3 - 1. \quad (3.1.5)$$

После подстановки объема из формулы (3.1.4) и соответствующей яркости на единицу длины струи, т. е. дифференциальная яркость,

$$S_v = dS_v/dl, \quad (3.1.6)$$

которая зависит от длины струи l , в уравнение (3.1.3), последний преобразуется в

$$p_m = \left(\frac{k_V \beta_{in} \beta_n \beta_e \mu m_p \lambda_j D^2 S_v}{k_V k_B M_j T_{cl}}\right)^{4/3}. \quad (3.1.7)$$

Температура облаков в радиостанциях SS433, по-видимому, увеличивается вниз по струям, что, по предположению наблюдаемого рентгеновского освещения струй [27]. В модели Panferov [32] был принят степенной профиль $T_{cl}(r) = T_0 r^n$. Учитывая профили давления и температуры, расстояние действительности модели термодинамики облаков ограничено следующим условием на объемное заполнение струи облаками:

$$f \ r = \frac{M_j}{p_{cl}} \frac{1}{V_1} = \frac{k_B T_{cl} M_j}{\mu m_p \beta_{in} p_m} \frac{1}{\pi (r \theta_{jr}/2)^2 v_j} < 1. \quad (3.1.8)$$

Здесь предполагается коническая геометрия струи, причем отверстие j и объем струи V_1 на единицу времени полета аппроксимируются объемом цилиндра $\pi (r \theta_{jr}/2)^2 v_j$, так как расширение струи пренебрежимо мало: $v_j/r \ll 1$.

Расширенные радио струи не показывают спиральную структуру нутации, хотя есть признаки нутации радиоструй в зоне освещения [12]. Во внутренних струях магнитное поле упорядочено и выровнено со спиралью прецессии струй. Нутация могла бы запятнать такой порядок. Все это предполагает, что структура нутации радио струй размывается расстояние r , а струи приобретают отверстие

$$\theta_{jr} = \theta_j + \theta_n = 6^\circ.8, \quad (3.1.9)$$

где $\theta_j = 1^\circ.2$ – угол открытия,

$\theta_n = 5^\circ.6$ – угол нутационного конуса оптической струи.

В этом случае угловая скорость радиоструй определяется только прецессией, а азимутальная скорость равна

$$v_{\varphi} = \omega r \sin \theta_{pr}. \quad (3.1.10)$$

Длина же в свою очередь определяется следующей формулой:

$$\lambda_j = |v_j r - v_{\varphi}(r)| \quad (3.1.11)$$

где $v_j(r)$ – вектор радиальной скорости струи,

$v_{\varphi}(r)$ – азимутальная скорость струи.

В общем случае, в то время как расстояние r увеличивается, $v_j(r)$ отклоняется от направления выброса. После того, как продольная ось Z декартовой системы отсчета баллистической струи, азимутальная ось Y выбрана направленной противоположно к движению прецессии, то есть к $v_{\varphi}(r)$, которая идет против часовой стрелки, рассматривается из источника струи [35], для схемы прецессии струи и рисунка 1 для этой системы отсчета. Профиль яркости радара для радара приближается к

$$S_v r = S_0 \exp\left(-\frac{r}{\tau}\right), \quad (3.1.12)$$

где $S_v = 32,7$ мДж – это яркость на пучок телескопа,

$\varphi_b = 0.1 \cdot 32$ – размер пучка,

$v = 4,86$ ГГц,

$\tau = 55.9 * v_j^*$ – декремент,

$r = 50 * v_j^*$ – расстояние,

$t = 50-250$ – время полета до объекта,

$v_j^* = 0.2647c$ – фидуциальная скорость Roberts et al., [34].

Учитывая формулу (3.1.12) для яркости, дифференциальная яркость также будет экспоненциальной функцией:

$$s_v r = s_0 \exp(-r/\tau), \quad (3.1.13)$$

с нормировочным множителем:

$$s_0 = S_0 / 2\tau \sin h(l_b / 2\tau), \quad (3.1.14)$$

по формуле (3.1.12) и условие нормировки:

$$S_v r = \frac{r+l_b/2}{r-l_b/2} S_v \zeta d\zeta = s_0 \tau (\exp \frac{l_b}{2\tau} - \exp(-\frac{l_b}{2\tau})) \exp(-\frac{r}{\tau}), \quad (3.1.15)$$

где $l_b = \varphi_b D$ – линейный размер пучка,

$S_v r$ – дифференциальная яркость, растущая экспоненциально вверх от струи,

$\sim 10^d$ – время полета.

В более короткие времена у Panferov [32] экстраполировалось $S_v r$. Дифференциальная яркость, в зависимости от длины струи получается из условия сохранения $s_v r dr$ при замене независимой переменной r на l , так как:

$$s_v l = s_v r v_{jz}(r)/\lambda_j(r), \quad (3.1.16)$$

Где была замене на z - компонента скорости струи $v_{jz}(r)$ в заданной выше системе координат:

$$v_j = \frac{dr}{dt} = \frac{v_{jx}x}{r} + \frac{v_{jy}y}{r} + \frac{v_{jz}z}{r}, \quad (3.1.17)$$

но с началом координат в источнике, поскольку x, y, z и u_{jx}, u_{jy}, u_{jz} . В случае баллистических струй заметим, что $x, y, u_{jx}, u_{jy} = 0$. Поперечный размер проекции струи на плоскость неба меньше размера пучка и, следовательно, определение дифференциальная яркость $s_v r$ струи действительна во время полета $< \varphi_b D / \theta_{jr} v_j \approx 290^d$.

Описав все параметры можно перейти к уравнению динамики из статьи Panferov [32]:

$$a = -\eta \frac{p_m \beta_{in} \lambda_j r \theta_{jr}}{M_j} e_n \quad (3.1.18)$$

не зависящего от других сегментов струйного отрезка длины поперечного размера λ_j массы M_j , находящегося под динамическим давлением $p_{dyn} = p_m \beta_{in}$ (уравнение (3.1.2)). Таким образом, $\eta \approx 1$ – геометрический фактор, характеризующий рационализацию струи подмешанным газом и зависящий от поперечного профиля струи, а e_n – единичный вектор скорости струи по отношению к окружающей среде, который предположительно равен в

состоянии покоя. Уравнение (3.1.18), фактически уравнение динамики материальной точки,

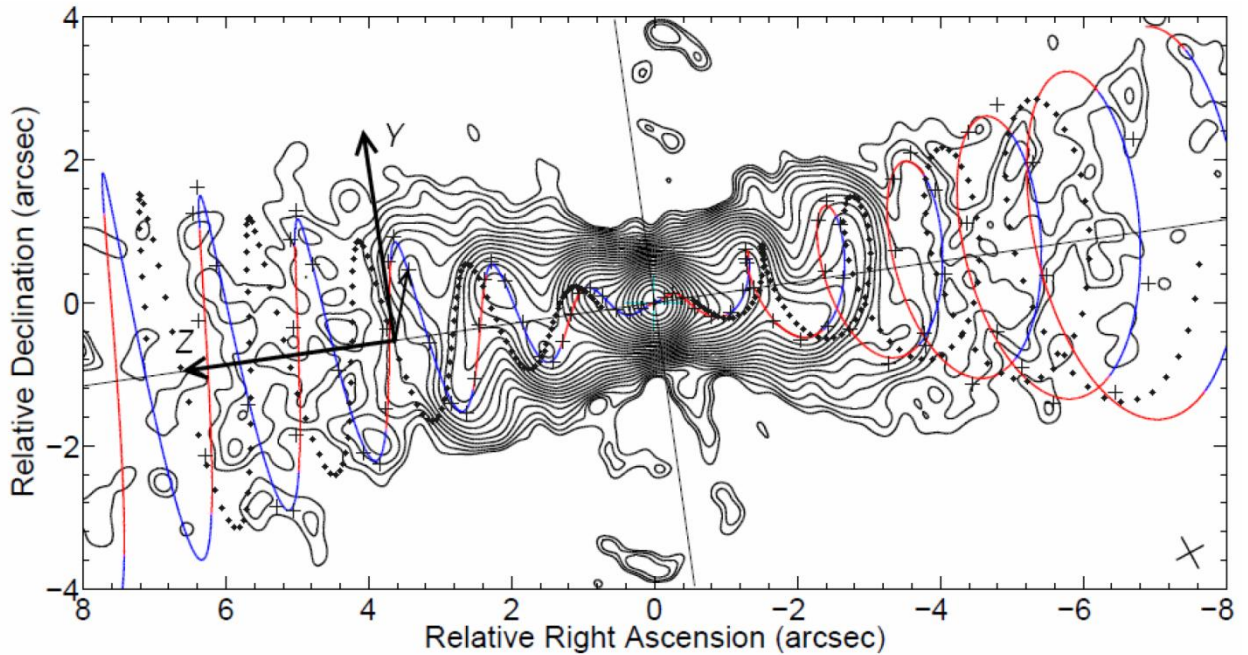


Рисунок 3.1.1 Имитированные локусы радиоструй SS433

правильно описывает поведение квазинепрерывной прецессирующей струи, а смещение струи из баллистического (неускоренного) положения относительно невелико.

На рисунке 3.1.1 представлены локусы радио струй SS433 для настроек $v_j / D = 0.2581 \text{ c} / 4.8 \text{ кпс}$ – динамические ловушки струй отмечены плюсами каждые 20^d полета, а баллистические логические точки обозначены точками каждые 5^d начиная со времени полета $P_{\text{гр}} / 2$ – накладываются на изображение струй. Каждый симуляционный тракт имеет длину 800 полетов. Твердая спиральная линия – это баллистические струйные локусы, составленные Roberts et al., [34] для настроек $v_j / D = 0.2647 \text{ c} / 5.5 \text{ кпс}$. Подходящие / отступающие части этой спирали являются синими / красными (в онлайн-версии этой статьи). Мы показываем продольные Z и азимутальные оси Y системы отсчета остальной части баллистической струи нашей симуляции с началом координат осей, расположенных в конкретном участке струи. Вектор перемещения между этим сегментом и сегментом одного и того же

времени полета в динамической струе демонстрирует отклонение кинематики динамических струй от баллистической кинематики.

На угловых расстояниях выше $\sim 4''$, или $t \sim 430^d$ радио счёты SS433 выглядят фрагментарными. Вероятней всего, струи, не являются непрерывным потоком, и данные параметры для модели Panferov [32] подобраны не точно.

3.2 Моделирование динамической струи SS433

Ускорение (3.1.18) использовалось для моделирования локуса струй SS433. Начальные условия этой кинематической задачи определяются стандартной кинематической моделью с наиболее точными параметрами на сегодняшний день, собранными в таблице 3.1.1 [32]. Было принято расстояние до SS433 4,8 кпс, которое, как считается, минимально смещено ускорением. Это расстояние, возможно, еще меньше. Моделируемый locus проецировался на плоскость неба, что объясняло временную задержку поступающих фотонов наблюдателю, искажающее изображение струй (эффект светового движения).

Модель струйных локусов показаны на рисунке 3.1.1, перечеркнутые на глубокое изображение радиосети SS433 от 11 июля 2003 года из, где струи видны до ~ 800 дней полета. Динамические струи, моделируемые Панферовым с настройками $v_i/D = 0,2581 \text{ с} / 4.8 \text{ кпс}$ для начальной скорости и расстояния, и баллистические струи, которые использовались Панферовым в качестве шаблона для сравнения, одинаково ли хорошо соответствуют наблюдаемым радио струям. Эти два модельных локуса визуалью почти неотличимы как во внутренней, так и во внешней части, разница между ними на длине $3''$ ниже, чем точность определения $0.''035$ определения реактивного гребня в этом изображении, о котором сообщает Blundell and Bowler [4].

Таблица 3.2.1 Параметры стандартной кинематической модели SS433.

Кинематические параметры	Символы и значения
Скорость выброса струи	$v_j = 0.2581c$
Наклон прецессионной оси	$i = 78^\circ.81$
Положение оси прецессии	$\chi = 98^\circ.2$
Прецессионный конус полу угольник	$\theta_{pr} = 19^\circ.75$
Прецессионный период	$P_{pr} = 162.250d$
Начальная фазовая эпоха (Когда восточная струя ближе всего к линии видимости)	$t_0 = JD\ 2\ 443\ 508.41$

Данные для таблицы 3.2.1 ссылаются на работу Stirling et al. [35], для объявления кинематического положения оси прецессии, в остальных случаях мы брали данные из работы Davydov et al. [8].

Для настроек динамики струй Panferov [12] выбрал следующие характерные значения:

$\eta = 1$ – геометрический коэффициент;

$l_{sh} / l_{cl} = 0,5$ – отношение от толщины радиационно-ярких оболочек вокруг облаков струи, к размеру облаков нахождения сверхновых остатков;

$\beta_g = 1$ – отношение давления теплового газа и магнитного поля, которое ожидается вблизи облаков струи, где магнитное поле усиливается ударными волнами;

$\beta_h = 3/4$ – отношение плотностей энергии магнитного поля и релятивистских частиц, что соответствует минимальной полной энергии поля и частиц;

$L_k = M_j v_j^2 / 2 = 10^{39}$ эрг / с – начальный поток кинетической энергии в струе на долю облаков;

$T_{cl} = 2 \cdot 10^4$ К – температура струящихся облаков на расстоянии 10^{15} см, которые очень жестко определены для оптических струй [30]. Поток струй M_j считался постоянным по всей длине струи. Установлены только два параметра: показатель температуры облачности $n = 1.50_{-0.05}^{+0.07}$, который

настраивает равенство пригодности присадок внутренним и расширенным струям и соотношению энергий всех релятивистских частиц и релятивистских электронов $\beta_e = 2,7 \pm 0.4$. Хотя это не является независимым параметром фита. Точность установленных параметров соответствует отклонению динамических струй от шаблона на рисунке 3.2.1 половины разрешённого изображения $0.1' \times 47$ на расстояниях около 6 дюймов, где спираль восточной струи все еще отчетливо различима. Эти наилучшие динамические параметры суммированы в таблице 3.2.2. При моделировании динамика струи учитывалась только в области от зоны радиоизлучения до расстояния $t_1 = 215^d$ полета, где коэффициент заполнения f стремится к 1, и, как следствие, модель динамики струи становятся недействительными.

Таблица 3.2.2. Динамические параметры струй SS433

Параметры	Значения
Коэффициент толщины оболочки/облака, I_{sh} / I_{ci}	0.5
Отношение газа / магнитного давления β_g	1
Отношение магнитной / частичной энергии. β_h	3/4
Релятивистское отношение энергии частиц / электронов. β_e	2.7 ± 0.4
Начальная кинетическая яркость струй, L_k	10^{39} эрг/с
Температура облаков, T_{cl} (10^{15} см)	2×10^4 К
Показатель температуры облачности, n	$1.50^{+0.07}_{-0.05}$

На рисунке 3.2.1 слева мы можем наблюдать оси: толстые и тонкие сплошные красные линии: тангенциальное торможение $a_t(t)$, в единицах c/P_{gr} и относительный декремент $\delta v_j(t)$ скорости струи, соответственно. Вдоль правой оси, толстые и тонкие пунктирные синие линии – это поперечные отклонения $\Delta y(t)$ и продольные отклонения $\Delta z(t)$ соответствуют динамическим ловушкам струй в сопутствующей системе отсчета баллистической струи в единицах mas . Толстые и тонкие штриховые черные

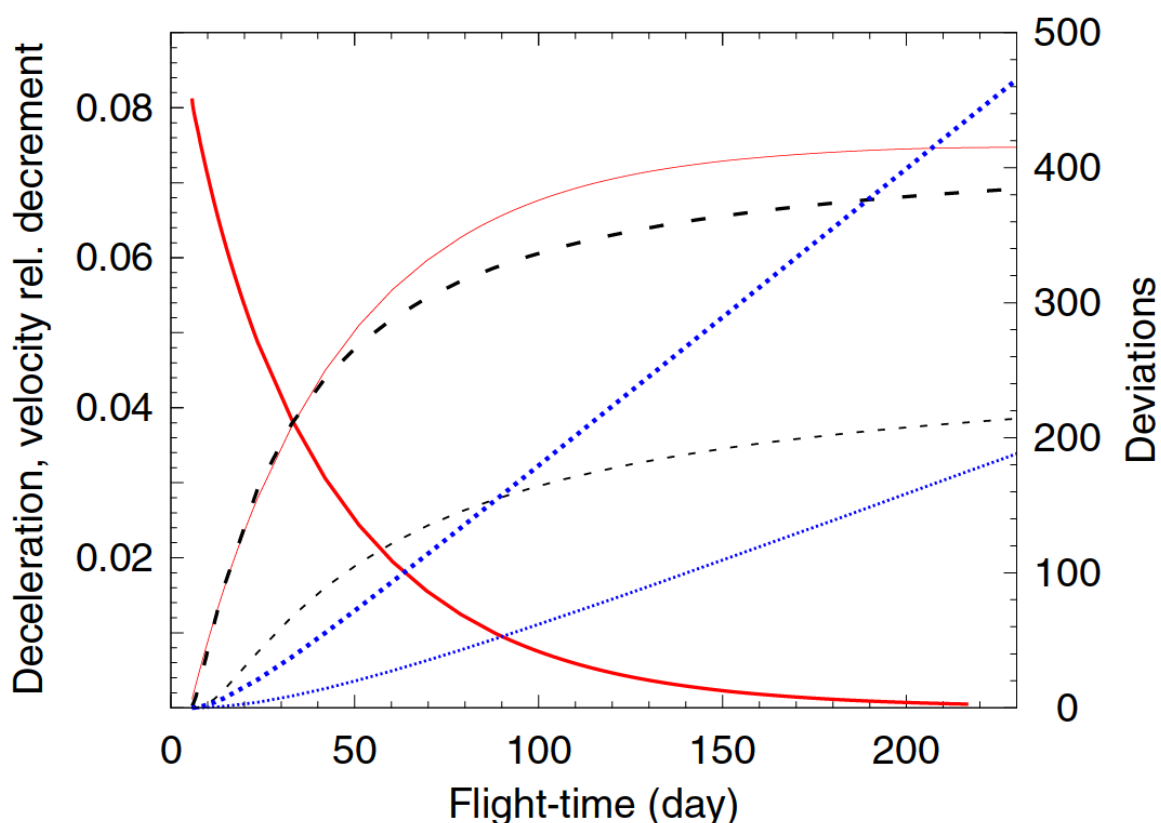


Рисунок 3.2.1. Отклонения кинематических параметров динамических струй от характеристик баллистических струй в зависимости от времени полета.

линии – это приращение азимута $\Delta\psi(t)$ вращения прецессии в единицах десятой степени и приращение $\Delta\theta_{pr}(t)$ полуоткрытого конуса прецессии в единицах сотой степени.

Отклонение кинематики динамических струй с приведенными выше параметрами от кинематики баллистических струй с теми же настройками $v_j/D = 0,2581 \text{ с}/4,8 \text{ кпс}$. Разницу следующих кинематических параметров в зависимости от времени полета можно увидеть на рисунках 3.1.1 и 3.2.1. Разнятся такие параметры, как: тангенциальное ускорение, скорость, координаты y и z в системе отсчета, сопутствующей баллистической струе, азимутальный угол полуугольника прецессии и прецессия. Профиль торможения $a_r(t) = -v_j(t)$, представляет собой длину тангенциальной составляющей вектора ускорения струи (3.1.8), показывающего уменьшение от замедления струи вниз от пикового значения $0,081 \text{ с}/P_{pr}$ в зоне

радиоизлучения, как предположил Stirling et al. [36]. Это означает, что торможение происходит главным образом внутри струй. Среднее значение этого замедления в первом цикле прецессии составляет $0,019 \text{ с}/P_{\text{пр}}$. Полный относительный декремент скорости струи равен:

$$\partial v_j = 1 - \frac{v_j t_1}{v_j 0} = 7.5\%, \quad (3.2.1)$$

половина этого накоплена на расстоянии $t_{1/2} = 33^{\text{d}}$, то есть в течение одной пятой прецессионного периода. Примерно такое же расстояние ограничивает зону значительного замедления струй: взаимодействие струйной среды за этим расстоянием приводит к сдвигу спирали прецессии на расстояниях около $6''$ не более половины разрешения изображения, поэтому при $t > P_{\text{пр}}$ ожидается, что струи будут наиболее баллистическими. Во время полета $P_{\text{пр}}$ или в пределах $1.''389$ от источника, струи полуопущены относительноувеличения конуса прецессии на $\Delta\theta_{\text{пр}} = 2^{\circ}.0$. Азимут струи увеличивается на $\Delta\psi = 37^{\circ}$ (т. е. прецессионная фаза $1 - \psi/2\pi$ уменьшается на $0,10$). Помимо увеличения, струя может смещаться вдоль азимутального направления на $\Delta\gamma = 316$ угловых мили секунд (ма), что примерно в $2,6$ раза больше, чем продольное смещение $|\Delta z| = 121 \text{ mas}$ против оси Z –вращение прецессии сжимается вдоль оси прецессии и скручивается еще больше. Это, как ожидается, будет варьироваться как замедление и отставание прецессии наблюдателя по сравнению со стандартной кинематической моделью, хотя может визуально восприниматься просто как сокращение и поэтому не может быть различим в наблюдениях струи, которые не были решены во времени. Среднее визуальное замедление динамических струй, связанное с разностью расстояний Δr_{vis} между сегментами баллистических и динамических струй одного и того же азимута, составляет $0.077 \text{ с}/P_{\text{пр}}$, в течение первого цикла прецессии и $0,027 \text{ с}/P_{\text{пр}}$ во время полета 350^{d} . Последнее значение выше, чем $0,02 \text{ с}/P_{\text{пр}}$, найденное Stirling et al. [36], примерно за одно время полета. Эти авторы также отметили задержку струй в фазе прецессии на $0,25$. Полный визуальный относительный декремент скорости струи равен:

$$\delta v_{jvis} = \frac{\Delta r_{vis} t_1}{t_1 v_j 0} = 13 \% , \quad (3.2.2)$$

с учетом пренебрежения замедлением.

3.3 Подведение итогов

В своей статье Panferov [30] раскрыл тему того, что радио модули SS433 должны находиться под значительным динамическим воздействием, если релятивистские электроны, ответственные за наблюдаемое излучение, неуклонно впрыскиваются ударными волнами внутри струи, которые запускаются этими волнами, возбуждаемыми на поверхности струи. При столкновении с окружающей средой струя приобретает дополнительный импульс, вектор которого лежит в касательной плоскости (Y,Z) к конусу прецессии и заставляет струю замедляться вдоль оси Z и сдвигается вдоль оси Y. Полученный сдвиг, показанный на рисунке 3.2.1 вектором смещения, должен наблюдаться как увеличение кручения спирали прецессии или как уменьшение фазы прецессии. Отметим, что известная азимутальная асимметрия излучения оптических струй указывает на аналогичный характер взаимодействия струйной среды [30]. Если бы столкновение происходило в передней части облаков струи, то вдоль оси Z можно было ожидать только замедление радиоструй – в этом случае динамическая модель соответствует наблюдаемым струям без значений динамических параметров. Значительное смещение Δu динамических струй позволяет объяснить появление отдельных облаков вне радиолокационного следа SS433 в результате неравномерного давления нагнетания неоднородного ветра на фрагментированных струях.

Динамическая модель хорошо подходит для радиомодулей SS433, когда объект размещен на расстоянии 4,8 кпс. Торможение самое высокое в зоне яркости излучения и уменьшается вниз по струе. Соответственно, самое сильное радиоизлучающее излучение связано с наибольшей потерей кинетической энергии струи. Зона (значительного) замедления охватывает время полета всего на одну пятую от периода прецессии. За пределами зоны

замедления динамические струи имитируют баллистические струи со скоростью $0.2647c$ и на большем расстоянии до объекта 5.5 кпс. Существуют противоречивые оценки расстояния (см. Lockmanetal., 2007 [23] и ссылки в нем), в том числе полученные кинематическим методом на основе наблюдений внутренних и расширенных радиоструй. Динамическая модель решает дихотомию кинематического расстояния.

Blundell and Bowler [4], установили расширенные радиоструны баллистической моделью, позволяя изменять скорость струи стохастически. Найденная величина изменения скорости:

$$0.032c \cdot 4.8\text{кпс}/5.5\text{кпс} = 0.028c \text{ или } \approx 11\%, \quad (3.3.1)$$

скорости струи, в пределах параметров нашей модели, что сопоставимо с визуальным относительным декрементом $\delta v_{j_{vis}} = 13\%$, выданным из динамики струи. Наблюдаемые изменения скорости могут быть частично обусловлены неравномерным замедлением во внутренних струях. Что касается расстояния до SS433, результаты Blundell and Bowler [4] для расширенных радиомодемов не зависят от замедления, которое происходит во внутренних струях, и не исключают динамическую модель. Данная динамическая модель показывает, что расширенные струи являются баллистическими параметрами $v_j = 0.2387c$ и $D = 4.8$ кпс, которые являются промежуточными по отношению к двум вариантам, которые они различают на основе эффекта светового прохода.

Вполне возможно, что размытие структуры нутации струй происходит в зоне торможения, поскольку давление в барабане на струях, в зависимости от азимутальной скорости струи, сильно модулируется фазой нутации. В этом случае: нормальные изменения скорости струи, должны быть порядка $\gtrsim \theta_n v_j$ – именно эта величина наблюдаемых изменений скорости струи в течение первых 40 дней полета [32]. Кроме того, размытие может быть инициировано резким нагревом и расширением струйных облаков и декомпликацией струй в зоне радиоизлучения, где давление в струях,

вероятно, круто падает [32]. Струи с этой структурой могут возникать в сценариях типа, описанного Begelman et al.[3].

Огромная потеря мощности кинетической энергии радиоволны:

$$W_k \approx 2\delta v_j L_k = 1.50 \times 10^{38}, \quad (3.3.2)$$

не наблюдается радиационно. Вероятно, эта энергия сливается в механическую энергию ветра, которая взаимодействует со струями, и в конечном итоге превращается в механическую энергию оболочки W50 [32]. Аналогичным образом, высокая эффективность передачи механической энергии от струй до атомных и молекулярных оттоков в окрестностях наблюдается в AGNs [32].

Модель динамики струй объединяет различные свойства радиосети SS433, такие как динамика и излучение. Параметры этой модели не зависят друг от друга и могут быть подвергнуты трансформациям, которые не меняют найденный профиль ускорения струи по следующей формуле:

$$a r = k_a(r) \frac{\beta_{in}}{M_j}^{7/3} \left(\frac{\beta_n \beta_e}{k_\nu T_0} \right)^{4/3}, \quad (3.3.3)$$

объем вариаций, разрешенных уравнением (9) другого динамического параметра строго ограничен. Существует резерв для увеличения β_e в неопределенности параметров, включенных в $k_a(r)$. Кроме того, возможно снижение η от принятого маловероятного максимума (см. Таблицу 3.3.2), s_ν по не плотной фракции излучения и k_ν из-за поляризации излучения, и в этом случае ожидается усреднение магнитного поля во всех направлениях, нежели чем в случае случайного поля формула (3.1.3), все вместе могут повысить β_e примерно в 2 раза.

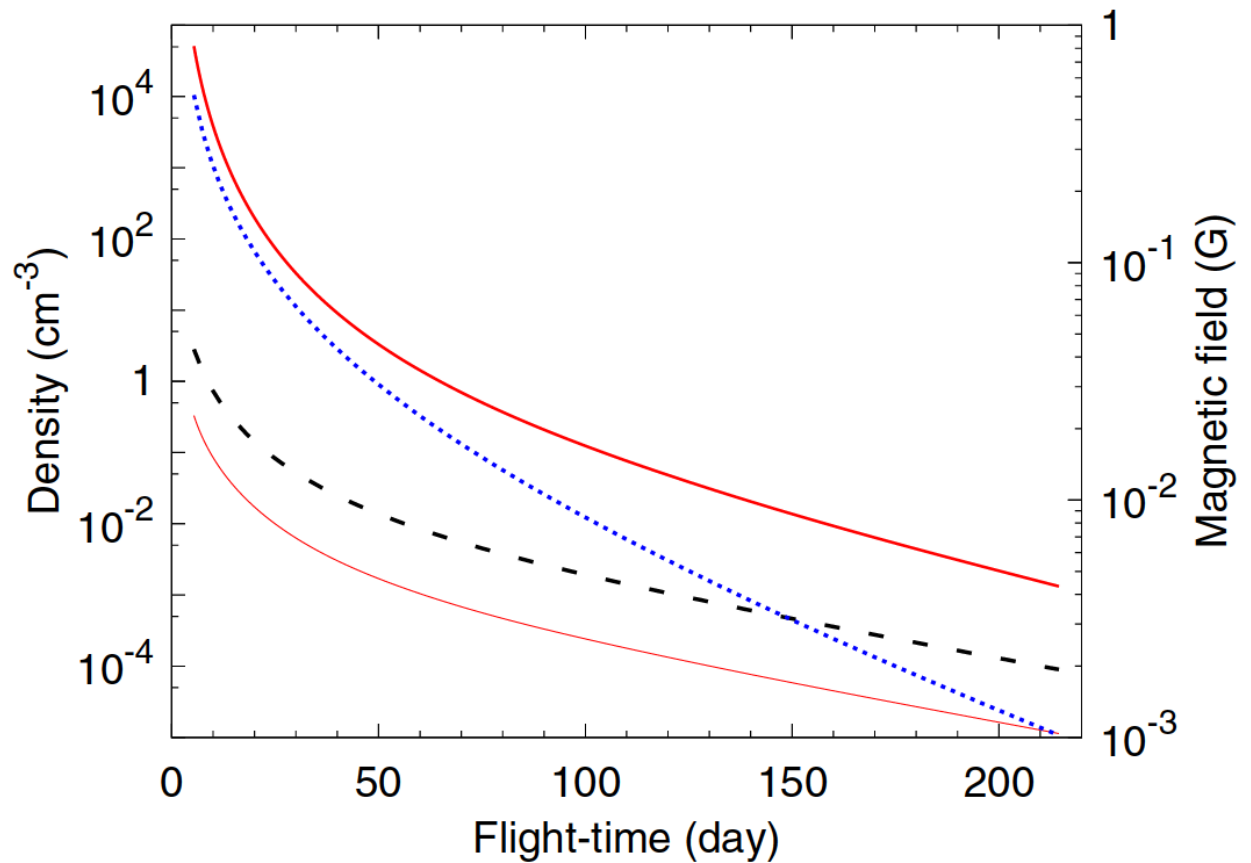


Рисунок 3.3.1 Плотность окружающей среды струй SS433 (толстая красная линия) и ее отношения к изотропной плотности ветра (тонкая красная линия) и средней плотности струй (пунктирная черная линия) нанесены вдоль левой оси в зависимости от времени полета. Сила магнитного поля в окрестности струйных облаков (пунктирная синяя линия) нанесена вдоль правой оси. Эта цифра доступна в цвете в онлайн-версии этой статьи.

Плотность окружающей среды, извлеченная из динамического моделирования модели по формуле:

$$n_a = \beta_{in} p_m \eta m_p (e_n v_j)^2, \quad (3.3.4)$$

продемонстрированной на рисунке 3.3.1. Эта плотность существенно ниже плотности ветра от аккреционного диска системы на несколько порядков величины, если этот ветер изотропный – струи распространяются почти на пустых каналах на ветру. Показатель степенной зависимости к профилю на рис. 3, от ~ 4 до ~ 6 с летным временем, также показывает анизотропию ветра. Он также показывает отношение плотности окружающей среды к

струям – она существенно ниже 1 за пределами зоны замедления. Магнитное поле вблизи струйных облаков показано на рис.3.3.1, в соответствии с давлением плунжера по формулам (3.1.3), (3.1.3). В зоне облучения радиоизлучением ($t = 5^d.4$) напряженность магнитного поля составляет 0,51 G, которая отличается от 0,08 G, найденной Vermeulen et al. [38], поскольку Панферов учитывал также сгущение струй.

Объемное заполнение струй облаками увеличивается с расстоянием, потому что облака нагреваются и расширяются в результате, тогда как давление в облаке, которое находится в равновесии с внутренним давлением струи, удерживается давлением плунжера на струях такое, что падает. Температура облачности повышается с $1,4 \times 10^5$ K в зоне освещения до $3,0 \times 10^7$ K в моменты времени $\sim t_1 = 215^d$, где заполнение $f \rightarrow 1$ и модель становится недействительной. Фактически, кинематика струи, вряд ли чувствительна к динамике, предписанной моделью за пределами зоны торможения. Поэтому облачное поведение там, в частности, повторный нагрев, может быть немонотонным, не нарушая наших данных о кинематике струи. Учитывая приращение температуры ΔT_{cl} . мощность реактивного нагрева составляет:

$$K_b \Delta T_{cl} \left(3 \frac{M_j}{2 \mu m_p} \right) = 2.1 \times 10^{35}, \quad (3.3.5)$$

чего вполне достаточно для обеспечения наблюдаемой струйной рентгеновской светимости $\sim 10^{33}$ эрг/с и удивительно близко к радио термической синхротронной светимости. Весь этот энергетический бюджет является незначительным по сравнению с потерей мощности кинетической энергии.

Исследование Панферова [32] показывает, что радио сети SS433 могут замедляться и скручиваться в дополнение к скручиванию прецессии. В этом случае, струи дуги угловых секунд имитируют баллистические струи на несоответствующем расстоянии от наблюдателя. Явное обнаружение

динамики струи – это поиски будущих наблюдений за внутренними радиостанциями.

3.4 Результаты и выводы по динамической модели Panferov (2014)

Панферов обнаружил, что для того, чтобы соответствовать наблюдаемому локусу во всех масштабах, радиоструй необходимо замедлять и скручивать в дополнение к кручению прецессии, главным образом в пределах первой пятой периода прецессии, а затем они распространяются, таким образом, который имитирует баллистические струи. Эта кинематика струи подразумевает меньшее расстояние до SS433, чем принятое в настоящее время 5,5 кпс. Физические параметры модели струи, которая связывает динамику струй с излучением, являются физически надежными и характерными для струй SS433. Модель предлагает, что за пределами зоны радиоизлучения облака струи расширяются, потому что они находятся в балансе давления с межоблачной средой и нагреваются с расстоянием по закону:

$$T = 2 \times 10^4 (r / 10^{15} \text{ см})^{1.5} \text{ К}, \quad (3.4.1)$$

Эта модель естественно объясняет и согласуется с наблюдаемыми свойствами радиоструй:

- а) ударно – прессованной морфологией;
- б) профиль яркости;
- с) 10 – процентные отклонения кинематики струи от стандартной кинематической модели – величина уменьшения скорости струи в нашем моделировании;
- д) отклонения фазы прецессии от стандартных предсказаний кинематической модели;
- е) дихотомия расстояний до объекта, 4,8 кпс против 5,5 кпс, которые определяются на основе кинематики струй в масштабах суб-дуги и нескольких угловых секунд соответственно;
- ф) повторный нагрев по шкалам угловых секунд.

Глава 4 Определение параметров кинематической модели, учитывающей замедление.

4.1 Модель кинематики релятивистских прецессирующих струй с учетом ускорения.

Как уже обговаривалось раньше, струя имеет 10% процентное расхождение между наблюдаемыми и моделируемыми данными. На данные расхождения влияет огромное количество факторов, одним из которых является ветер.

Мы не знаем априори функцию ускорения струй. Для её определения мы привлекаем физические модели. Пока известна всего одна модель динамики струй, Panferov [32]. Которая рассматривалась раньше. Нужно подробнее её описать, а так же запрограммировать.

Торможение и снос прецессирующих струй должны быть при движении сквозь мощный ветер от сверхкритического аккреционного диска, $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{г}$. По модели Begelman et al. [3], этот ветер способен даже передавать свое нутационное и прецессионное вращение струям вблизи источника. В работе Panferov [32] разработана соответствующая модель динамики струй.

Прецессирующая струя (см. Рисунок 4.1.1) представляет собой не независимые сгустки, а скорее непрерывный поток в виде вращающейся спирали, локальная скорость которой направлена вдоль образующей прецессионного конуса. Прецессирующая струя находится в покоящейся относительно источника среде. Давление налетающего газа определяется компонентой скорости струи, нормальной к её поверхности.

На поверхности спирали струи, движущейся сквозь медленный ветер, образуется ударная волна. Давление в струе оценивается по яркости синхротронного радиоизлучения. Данные о распределении яркости и ориентации магнитного поля позволяют предложить, что передний фронт боковой поверхности струи испытывает существенное влияние напора

налетающего газа, поэтому его динамическое давление и давление в струе должно быть примерно равны.

Решение динамической задачи о движении каждого достаточно малого

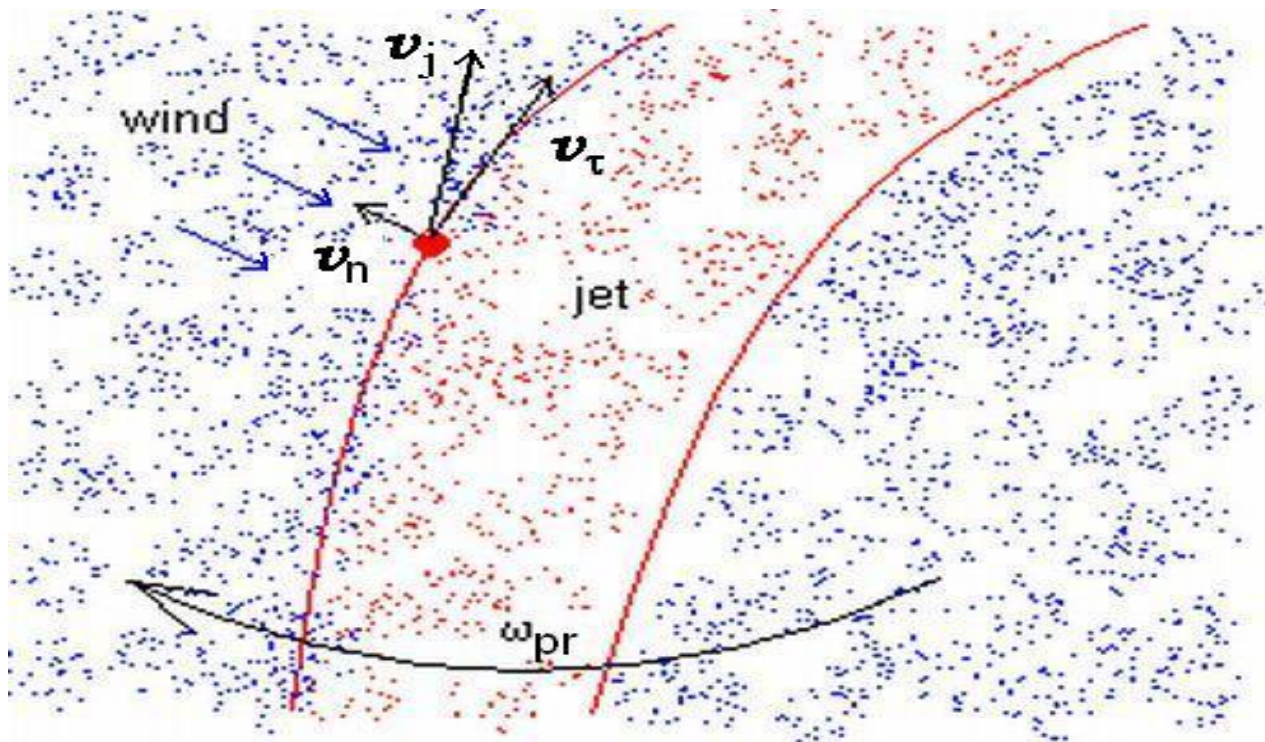


Рисунок 4.1.1. Взаимодействие струи со средой из Panferov [32]

отрезка струи, независимого от других, под влиянием динамического давления ветра даёт кинематику струи в целом.

Эта модель позволяет избавиться от дихотомии расстояния до SS433, определяемого по радио струям на малых и больших масштабах. С другой стороны, модель удачно взаимно связывает микрофизические и мегафизические параметры (излучения и динамика струй).

На рисунке 4.1.1 представлено движение струи согласно выше описанному выбросу блобов. На поверхность струи, обозначенную красными линиями, оказывается внешнее воздействие ветра в сторону поверхности, из-за чего мы видим плавный сдвиг струи в противоположную сторону от поворота прецессии ψ_{pr} .

Модель динамического взаимодействия со средой, внедряемая в нашу модель динамического взаимодействия со средой, была ранее описана в работе Panferov [32]. На рисунке 4.1.1, данная величина обозначается как v_n . В ходе исследования, основной целью является уменьшение невязок между стандартной динамической моделью и наблюдаемыми данными.

$$a = -a_0 \frac{\exp \frac{-r}{r_0}}{r^p} e_{r_n} \quad (4.1.1)$$

Для формулы (4.1.1) e_{r_n} является перпендикуляром к поверхности струи, r – расстояние от SS433, а параметры a_0, r_0, p свободные.

Ускорение, как сложную зависимость от многих параметров: микрофизических (таких как отношение полной энергии релятивистских частиц к энергии релятивистских электронов), динамических и термодинамических (таких как поток кинетической энергии в струях и температура) и кинематических и геометрических (таких как начальная скорость струй и расстояние до объекта). Первые две группы параметров хорошо обоснованы физически, но некоторая неопределённость всё же имеется [32]. Мы объединяем их в один нормировочный коэффициент a_0 в формуле ускорения.

Наличие в формуле собственного движения интеграла в знаменателе сильно замедляет вычисления. Поэтому в знаменателе мы используем постоянное значение компоненты скорости вдоль луча зрения (V_x), соответствующее конечному значению этой компоненты на момент наблюдения, т.к. максимальное замедление струй происходит вблизи зоны поярчания и быстро уменьшается при удалении. Величину влияния такого упрощения можно проверить, сравнивая с точным численным расчётом по динамической модели.

Однако, в формуле ускорения (4.1.1) некоторые параметры являются свободными, что заставляет, предварительно найти значения данных параметров, прежде чем вставить ускорение в нашу модель. На рисунке 4.1.2 показано отображение компонент на функцию ускорения, получаемых по

динамической модели Panferov [32] Данные параметры в дальнейшем понадобятся для аппроксимации при помощи метода наименьших квадратов. На рисунке 4.1.2 функция из динамической модели Панферова обозначается красными точками. Синяя – это свободный

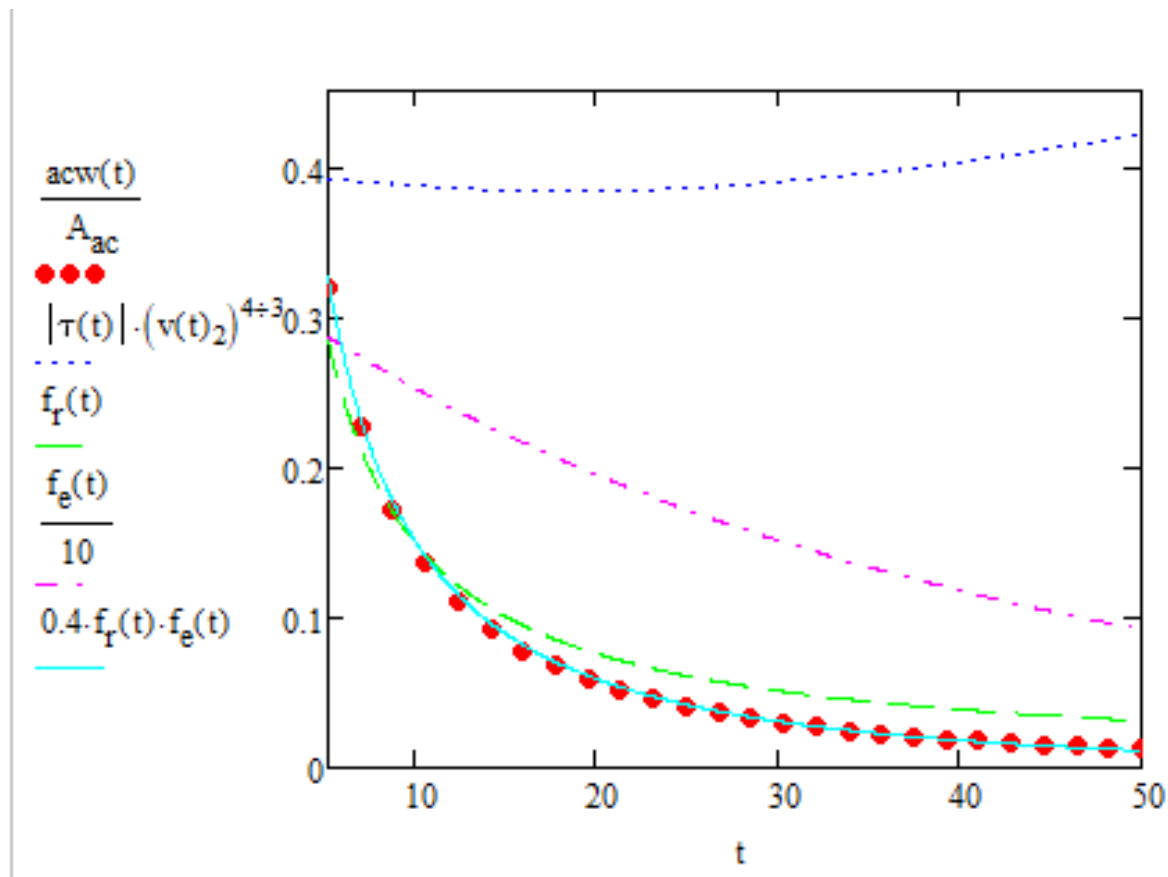


Рисунок 4.1.2. График зависимости отдельных компонент на функции ускорения

параметр по экспоненте. Зеленая линия – это свободный параметр степени p . Голубая линия – это произведение синей линии на зеленую, полная аппроксимация красных точек зависящих от двух параметров.

Для дальнейшего анализа, потребуются объявления и компиляция для свободных параметров, согласно рисунку 4.1.2. В Код листинге 4.1.1 представлено

Код листинг 4.1.1 Инициализация свободного параметра p

$$f_r(t) := \left| X(t)_2 \right|^{1-n_T \cdot 4 \div 3}$$

отображение объявления свободного параметра степени p , по сколько он практически граничит с программными данными для кинематической модели Panferov [32], мы можем сказать, что влияние данный свободный параметр сильно сказывается на кинематической модели струи.

Код листинг 4.1.2 Формула свободного параметра – экспоненты

$$f_e(t) := \exp \left[\frac{-\left| X(t)_2 - z_1 \right|}{\lambda_1} \right]^{4 \div 3}$$

Код листинг 4.1.3 Собственное движение

$$v_{cc}(t, t_{bz}, a, p, r_0) := \begin{pmatrix} \int_0^t a_f(t, t_{bz}, a, p, r_0) \cdot e_n(t)_0 dt \\ \int_0^t a_f(t, t_{bz}, a, p, r_0) \cdot e_n(t)_1 dt \\ \int_0^t a_f(t, t_{bz}, a, p, r_0) \cdot e_n(t)_2 dt + v_j \end{pmatrix}$$

$$v_{ob}(t, t_{bz}, a, p, r_0) := A0 \cdot A(\psi(t), \theta) \cdot v_{cc}(t, t_{bz}, a, p, r_0)$$

В код листинге 4.1.3. показано собственное движение на единицу перемещения на картинной плоскости. Требуется для того,

Код листинг 4.1.4. Подсчет вектора положения по координатам x, y, z в рамках реализации в Mathcad

$$r_{ob}(t, t_{bz}, a, p, r_0) := \begin{pmatrix} \int_0^t v_{ob}(t, t_{bz}, a, p, r_0)_1 \div (1 - v_{ob}(t, t_{bz}, a, p, r_0)_0 \div c_n) dt \\ \int_0^t v_{ob}(t, t_{bz}, a, p, r_0)_2 \div (1 - v_{ob}(t, t_{bz}, a, p, r_0)_0 \div c_n) dt \end{pmatrix}$$

чтобы интегрировать его в рамках кинематики нашей струи, и подсчета вектора положения для x , y , z (см. код листинг 4.1.4).

Исходя из полученных данных, получаем следующие наилучшие значения для свободных параметров из локального ускорения, а именно: $p = 5/3$, $a_0 = 0.4$, $r_0 = 33.449$.

Исходя из выше указанного, следует запрограммировать струю с учетом ускорения по средствам Mathcad. Для начало стоит объявить матрицы поворота (см. код листинг 4.1.3), для перевода струи из одной системы координат в другую, согласно кинематической модели струй.

Код листинг 4.1.5. Матрицы поворота.

$$OY(\theta) := \begin{pmatrix} \cos(\theta) & 0 & \sin(\theta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta) & 0 & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

$$OX(\chi) := \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\chi) & \sin(\chi) \\ 0 & -\sin(\chi) & \cos(\chi) \end{pmatrix}$$

$$OZ(\psi) := \begin{pmatrix} \cos(\psi) & \sin(\psi) & 0 \\ -\sin(\psi) & \cos(\psi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

4.2 Кинематическая модель струй с учетом ускорения

Рассмотрев и проанализировав, все описанные кинематические модели от других авторов в главе 2, и учитывая собственное ускорение, можно начать описывать собственную модель программируемой струи. Для начала

$$v_{cck} = \begin{pmatrix} \int_{t_{eject}}^{t_{obs}} a_x dt \\ \int_{t_{eject}}^{t_{obs}} a_y dt \\ \int_{t_{eject}}^{t_{obs}} a_z dt + v_{j_0} \end{pmatrix}, \quad (4.2.1)$$

стоит описать то, как будет выглядеть струя в собственной системе координат (см. формулу 4.2.1), где v_{j0} – это начальная скорость.

$$v'' = \begin{pmatrix} -\cos\psi & -\sin\psi & 0 \\ \sin\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix} * v_{cck}, \quad (4.2.2)$$

После подсчета струи в собственной системе координат, требуется подсчитать координаты струи с учетом фазы прецессии (угол ψ), а так же учитывая поворот раствора прецессии (угол θ) (см. формулу 4.2.2).

$$v' = \begin{pmatrix} \cos i & 0 & \sin i \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin i & 0 & \cos i \end{pmatrix} * v'' \quad (4.2.3)$$

Далее следует получить струю в картинной плоскости (формула 4.2.3), где ось x' параллельна лучу зрения. Чтобы направить обзор к углу зрения, поворачиваем на угол i .

$$v = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos\chi & -\sin\chi \\ 0 & \sin\chi & -\cos\chi \end{pmatrix} v' \quad (4.2.4)$$

Далее, поворачиваем нашу систему в систему экваториальных небесных координат ($\Delta\alpha$ и $\Delta\delta$ из рисунка Hjellming and Johnston 1.3.1). Поворачиваем на угол $-\chi$.

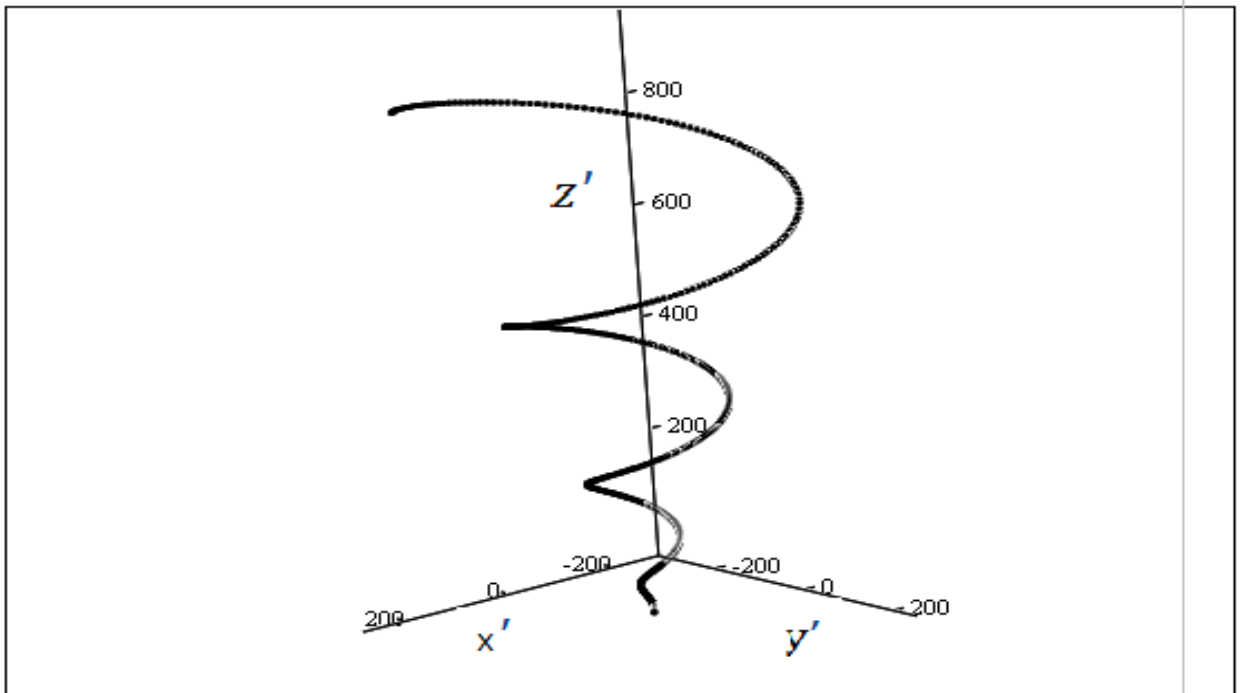
$$v_{obs} \equiv \begin{pmatrix} v_\alpha \\ v_\delta \end{pmatrix} = \frac{-v_y}{v_z} / \left(1 - \frac{v_x}{c}\right), \quad (4.2.5)$$

В формуле (4.2.5) описана коррекция на релятивистский эффект конечности скорости света в экваториальной системе координат.

$$\zeta_{obs} = \int_{t_{eject}}^{t_{obs}} v_{obs} dt \quad (4.2.6)$$

В итоге получаем координаты блоба в экваториальной системе координат (см. формулу 4.2.6).

`z := track(ef, x)`



$(z^{(1)}, z^{(2)}, z^{(3)})$

Рисунок 4.2.1 Кинематика струи

Как результат рассмотрим смоделированную по средствам Mathcad кинематическую струю, представляющую собой сгустки блоков, выброшенных по одной повторяющейся траектории, из-за чего мы наблюдаем не прерывность струи.

Если рассмотреть струю подробнее, уменьшив итерацию, то можно увидеть сгустки тех самых блоков.

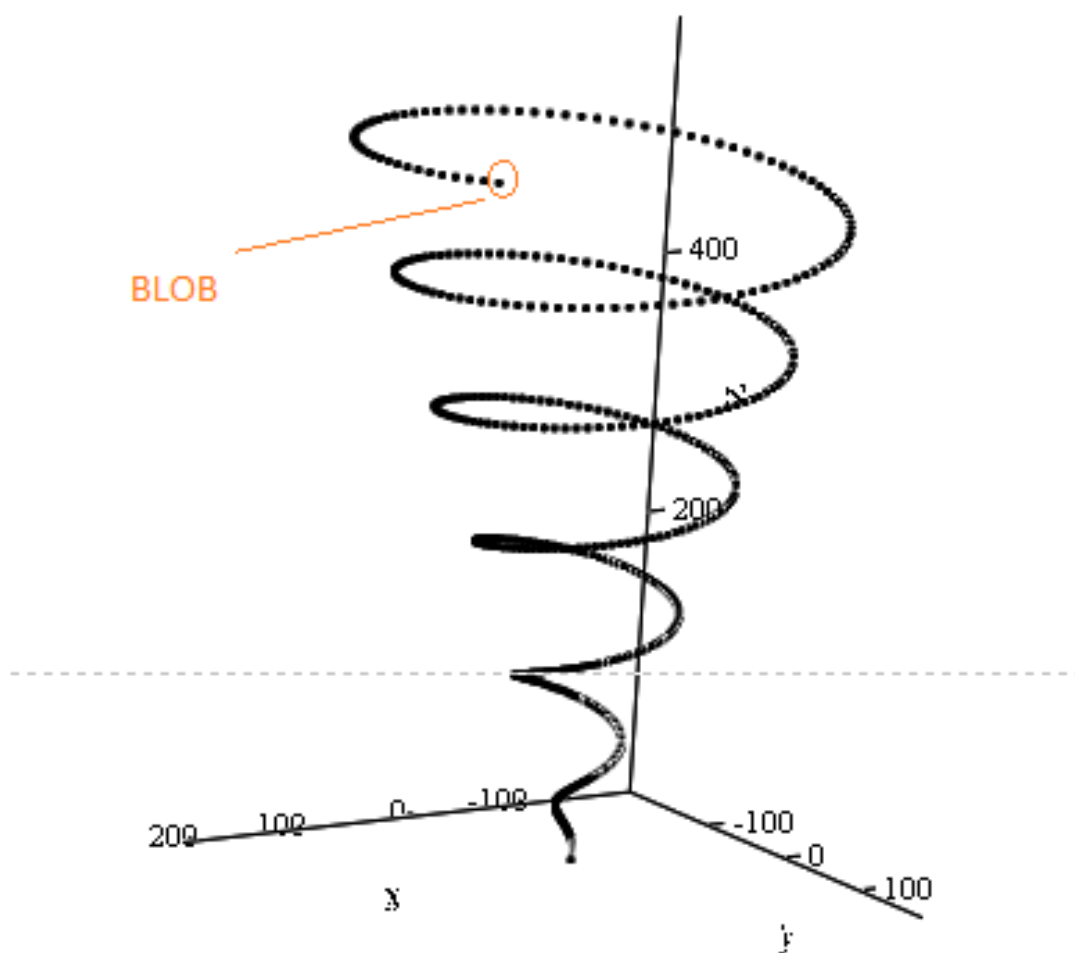


Рисунок 4.2.2 Приближенная струя

Диапазон временных шкал и расстояний, встречающихся в астрофизике, весьма широк. Из-за конечности скорости света существует фундаментальное соотношение, связывающее характерное минимальное время и характерный масштаб рассматриваемого явления. В ходе моделирования, предстоит, так же учесть, что скорость света конечна

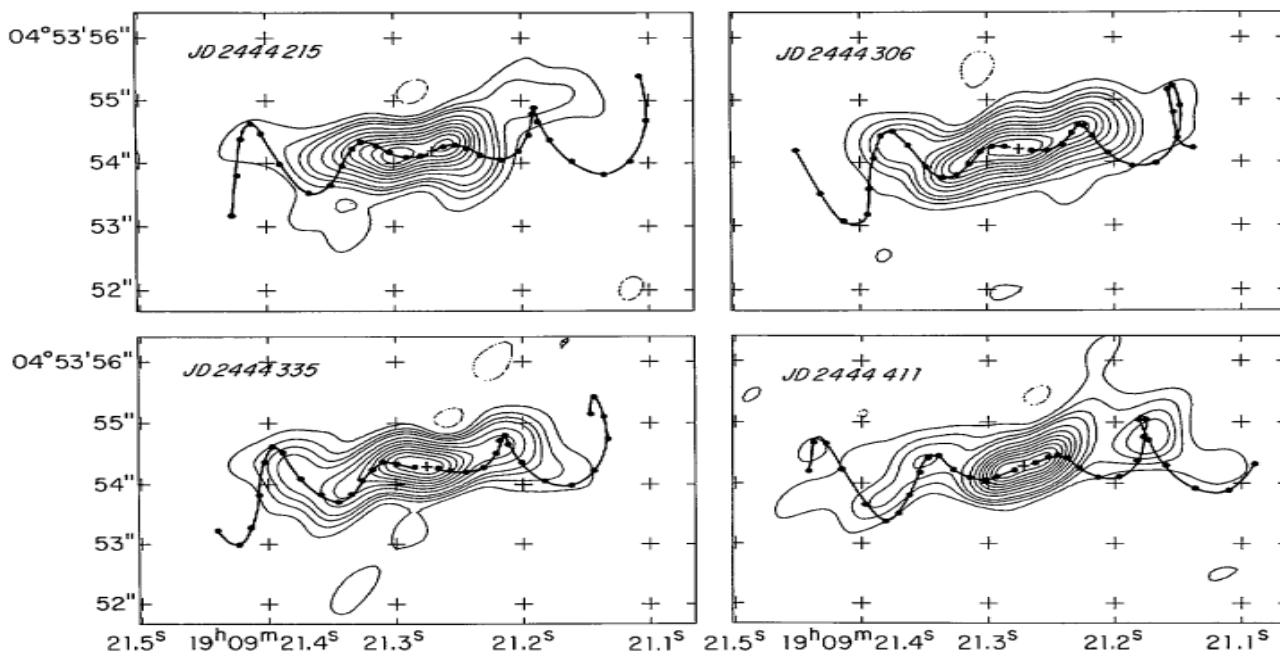


Рисунок 4.2.3 Эффект конечности скорости света

и то, что сравнивая между собой восточную и западную струю, стоит учитывать, что они не будут полностью симметричны друг другу (см. Рисунок 4.2.3).

4.3 Данные наблюдений

Параметры модели мы определяем, применяя модель к данным наблюдений, положения струи. Наиболее удобные снимки, для проверки уменьшились ли невязки при фите с помощью нашей динамической модели, были представлены в статье Stirling et al. [35]. Радио структура SS433 на шкале арктических секунд была исследована с использованием MERLIN (Multi-ElementRadioLinked InterferometerNetwork) в течение шести эпох 5-ГГц наблюдений, охватывающих 6 недель. На этой частоте MERLIN дает угловое разрешение 50 мс.

Еще одна эпоха на частоте 408 МГц была получена примерно через год с угловым разрешением 0,5 угловых секунд. Даты и данные наблюдений приведены в таблице 1. Все наблюдения с частотой 5 ГГц выполнялись на частоте 4989,5 МГц, что является центром полосы 7 МГц, размещенной в семи каналах по 1 МГц каждая. Была зафиксирована только левая часть круговой поляризации. Наблюдения проводились со всеми шестью

антеннами MERLIN, способными работать в диапазоне 5 ГГц в настоящее время, а именно телескопами Mark 2, Tabley, Defford, Knockin, Darnhall и Cambridge. Ссылка на фазу была 1910 + 052. Наблюдения 408 МГц проводились на частоте 408,7 МГц, в центре полосы частот 3,875 МГц.

Доступная полоса пропускания от телескопа Кембриджа составляла всего 1,75 МГц из-за помех. Полный трек в левой части круговой поляризации был взят со всеми телескопами MERLIN, шесть – для наблюдения 5 ГГц плюс телескопы Уордла и Ловелла. Ссылка на фазу составляла 1904 + 103.

Таблица 4.3.1. Резюме наблюдений SS433, представленных в этой статье. Точные источники калибраторов, используемые для каждой эпохи, перечислены вместе с их плотностями потока. Время наблюдений не учитывает фазовые привязки или отдельные сбои телескопа. Модифицированная юлианская дата (MJD) – юлианская дата -2 440 000.5.

Таблица 4.3.1. Параметры кинематики струи Stirling и др.

Время наблюдения	Измененная юлианская дата	Время наблюдения (в часах)	Пропускная способность (МГц)	Время интеграции (с)	Калибровка	
					Ресурс	Поток
		Наблюдения 5GHz	4989.5 MHz			
07.12.1991	8598.13	10.8	7.0	16	2134 + 004	8.13
12.12.1991	8603.08	10.7	7.0	16	OQ208	2.64
22.12.1991	8613.02	6.3	7.0	16	0552 + 398	6.65
03.01.1992	8624.89	6.0	7.0	16	0552 + 398	6.89
04.01.1992	8626.02	12.0	7.0	16	0552 + 398	6.51
13.01.1992	8635.07	8.1	7.0	16	0552 + 398	6.51

Продолжение таблицы 4.3.1. Параметры кинематики струи Stirling и др.

		Наблюдени я 408 MHz	408.7 MHz			
26.11.1994	9683.11	10.9	3.875	4	1345 + 125	7.29

Все наборы данных были подготовлены в d-программах MERLIN и полностью откалиброваны в aips с использованием спутника MERLIN (Thomasson et al., 1994). Заключительные этапы само калибровки этих данных были выполнены в пакете изображений difmap (Shepherd, Pearson & Taylor 1994). Равномерно взвешенные изображения обеспечивали большее угловое разрешение за счет чувствительности. Последовательность контурных графиков была создана для каждой схемы взвешивания с использованием того же самого нижнего контура по всей последовательности изображений, не включая снимки от января 1992, которые пострадали в результате погодных условий.

Изображения (см. Рисунок 4.3.1) показывает яркое ядро и типичную двухстороннюю струю. Изучение изображений показало, что в каждой струе появляется множество ярких и легко различимых признаков или узлов. Они были идентифицированы как дискретные компоненты и были установлены с использованием гауссовых моделей. Два предположения направляли идентификацию узлов между эпохами: центральная составляющая была статичной по отношению к струям и что каждый узел перемещался по прямой в радиальном направлении от центрального компонента. Эта последняя точка естественно вытекает из хорошо установленной баллистической природы материала в струях SS433.

Для исследовательской работы были выбраны данные для наблюдения из статьи Stirling et al. [35] (см. Рисунок 4.3.1), для фотографий которых, впоследствии будет подгонка, завязанная на новую кинематическую модель струй, реализованная в исследовании.

Гаусовские компоненты из Рисунка 4.3.1 идентифицированных $\text{jmf}it$ как естественно (левая последовательность) и равномерно (правая последовательность) взвешенные изображения. Фото сделаны 7 декабря 1991 года, 12 и 22 января, а также 4 февраля 1992 года. Все эти изображения были очерчены одинаковыми уровнями из 5×10^{-4} Jy-луч-1 раза -1, 1, 2, 4, 8, 12, 16, 20, 24, 28, 32, 64, 128 и 256. Карты с естественным и равномерно взвешенным состоянием свернутым с помощью 70 и 50 мс на ширине с половинной максимальной (FWHM) круговой балкой соответственно. Компонентные метки не соответствуют между двумя последовательностями изображений. Датой выброса и углом позиции любого выталкиваемого узла являются величины, которые могут быть предсказаны с использованием кинематической модели независимо от расстояния до SS433, скорости выброшенного материала или релятивистских эффектов.

Так же далее будет указано значение s , ориентацию прецессии, равное -1 [17], условное обозначение фазы и ориентация показаны на рисунке 4.3.1. Применение пары поворотов для выравнивания оси x с осью z с наклоном (Н), мы можем вывести прогнозируемые скорости с использованием известных углов i , θ и χ (наклон прецессии конуса к прямой видимости, угол открытия и положение конуса

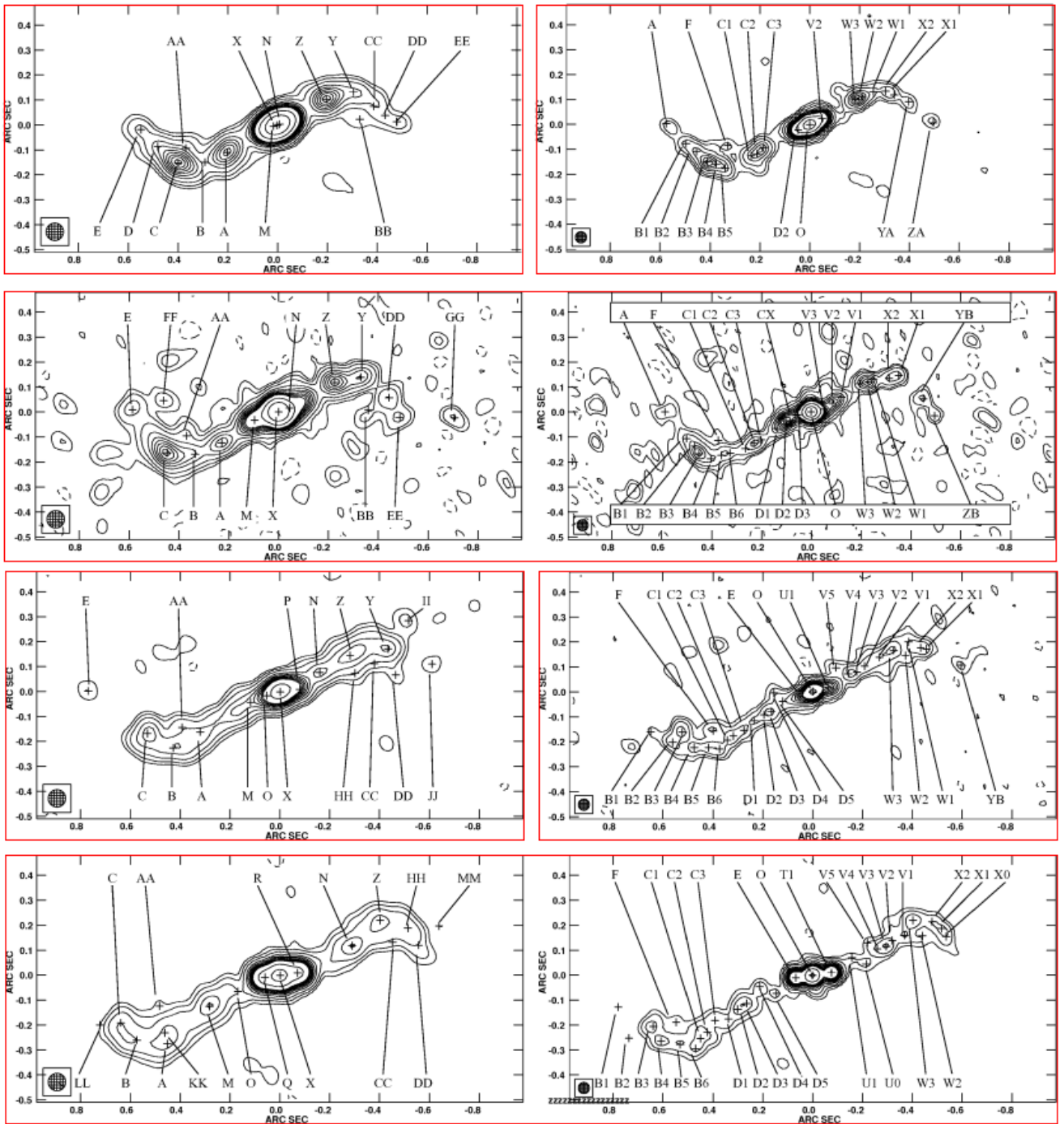


Рисунок 4.3.1 Позиции различных гауссовых компонент из статьи Stirling et al.

угол на плоскости неба оси конуса соответственно). Простая алгебра дает v_α , v_δ и v_γ , причем исходные - относятся к восточным (+) и западным (-) струям (см. Таблицу 4.3.2).

Таблица 4.3.2. Информация по выброшенным узлам из Stirling [36]

Обозначение узла	Дата выброса MJD	Позиционный угол	Правильное движение (mas d ⁻¹)	Расстояние (кпс)
A	8575.4 ±0.6	118.2 ± 1.5	10.19 ± 0.16	4.560 ±0.003
B	8567.8 ±0.7	115.6 ± 1.8	10.89 ±0.17	4.286 ±0.003
C	8549.4 ±1.1	109.6 ±1.6	8.85 ±0.15	5.136 ±0.003
E	8559.7 ±6.6	90.8 ±1.1	14.34 ±1.72	-
M	8595.7 ±0.2	112.5 ±3.2	10.08 ±0.09	4.394 ±0.002
N	8597.1 ±0.2	-67.1 ±2.1	10.91 ±0.01	4.196 ±0.002
O	8606.7 ±0.6	107.3 ±2.1	9.57 ±0.83	-
P	8600.9 ±3.4	-80.2 ± 11.1	6.85 ±1.97	-
Q	8610.3 ±2.4	97.3 ±0.2	4.06 ±0.76	-
R	8616.5 ±1.4	-81.2 ± 1.1	7.71 ±8.43	-
Y	8561.7 ±3.0	-67.5 ±0.8	9.11 ±0.52	4.260 ±0.011
Z	8569.0 ±0.9	-62.1 ±0.6	7.68 ±0.14	5.315 ±0.004
AA	8508.8 ±30.9	105.3 ±2.5	4.17 ±1.23	-
BB	8538.0 ±171.9	-86.7 ±1.5	5.58 ±12.63	-
CC	8416.2 ±47.2	-76.7 ±2.3	2.16 ±0.52	-
DD	8503.2 ±14.9	-82.4 ±3.6	4.58 ±0.62	-
EE	8221.7 ±1845.9	-89.7 ±2.2	1.28 ±6.03	-
HH	8595.4 ±1.9	-69.7 ±3.2	18.13 ±1.59	-

Для таблицы описаны: даты выброса, углы положения и правильные движения, полученные из информации о времени радиуса, для всех узлов, присутствующих на двух или более естественно взвешенных изображениях. MJD снова JD -2 440 000.5. Также представлены измерения расстояния для выбранных узлов согласно Stirling et al [36].

Таблица 4.3.3 Информация по оставшимся выброшенным узлам из Stirling [36]

Обозначение узла	Дата выброса MJD	Позиционный угол	Правильное движение (mas d^{-1})	Расстояние (кпс)
A	8267.0±1249.1	89.6 ±0.2	1.76±6.39	-
E	8537.8±40.6	98.5 ±6.8	0.77±0.42	-
F	8550.1±10.4	109.2 ±2.6	7.20±1.18	-
B1	8538.7±20.8	99.2 ±2.1	8.67±2.39	5.156 ±0.048
B2	8538.8±9.5	104.4 ±2.5	8.09±1.02	5.522 ±0.022
B3	8539.1±3.1	109.5 ±1.4	7.63±0.31	5.861 ±0.007
B4	8549.1±3.0	113.3 ±1.0	8.59±0.40	5.288 ±0.008
B5	8543.0±5.0	117.3 ±0.9	7.12±0.50	6.307 ±0.012
B6	8559.6±8.6	121.5 ±2.3	8.38±1.34	5.530 ±0.028
C1	8566.2±3.9	119.0 ±0.6	8.65±0.70	5.391 ±0.014
C2	8565.8±3.4	118.8 ±0.3	7.89±0.55	5.911 ±0.012
C3	8569.1±3.5	116.2 ±1.9	7.54±0.58	6.190 ±0.013
D1	8586.8±3.1	116.6 ±0.8	9.90±1.13	4.588 ±0.020
D2	8591.1±1.0	114.2 ±2.6	9.60±0.38	4.676 ± 0.007
D3	8596.9±0.9	112.4 ±6.1	10.37±0.52	4.260 ± 0.009
D4	8578.2 ± 32.9	101.1±4.9	4.58±4.12	10.117 ± 0.157
D5	8564.0±39.8	109.3 ±4.1	2.62±2.14	-
U1	8604.7±2.2	-75.0 ±4.9	8.34±2.27	-
VI	8585.6±3.1	-64.7 ±1.5	10.44±1.14	4.253 ±0.019
V2	8591.2±1.3	-62.9 ±1.9	9.94±0.48	4.548 ±0.008
V3	8598.0±0.8	-69.0 ±5.1	11.74±0.53	3.904 ±0.008
V4	8595.4±3.7	-66.3 ±2.4	9.32±1.81	-
V5	8598.2±6.9	-53.7 ±7.7	9.34±3.95	-
W1	8565.6±8.5	-62.6 ±0.2	9.23±0.16	4.320 ±0.033
W2	8566.1±5.2	-62.6 ±3.8	7.68±0.82	5.207 ±0.020
W3	8573.3±10.2	-61.5 ±1.1	8.93±2.01	4.692 ±0.056
XI	8544.3±8.1	-69.7 ±1.2	6.78±0.79	5.130 ±0.021
X2	8550.3±5.6	-66.7 ±0.7	7.12±0.63	5.046 ±0.017
YB	8573.1 ±12.3	-81.3 ±1.7	15.41 ±4.73	-

Кроме исследований, для проверки фита хорошо подходят узлы, описанные в статье Blundell [4].

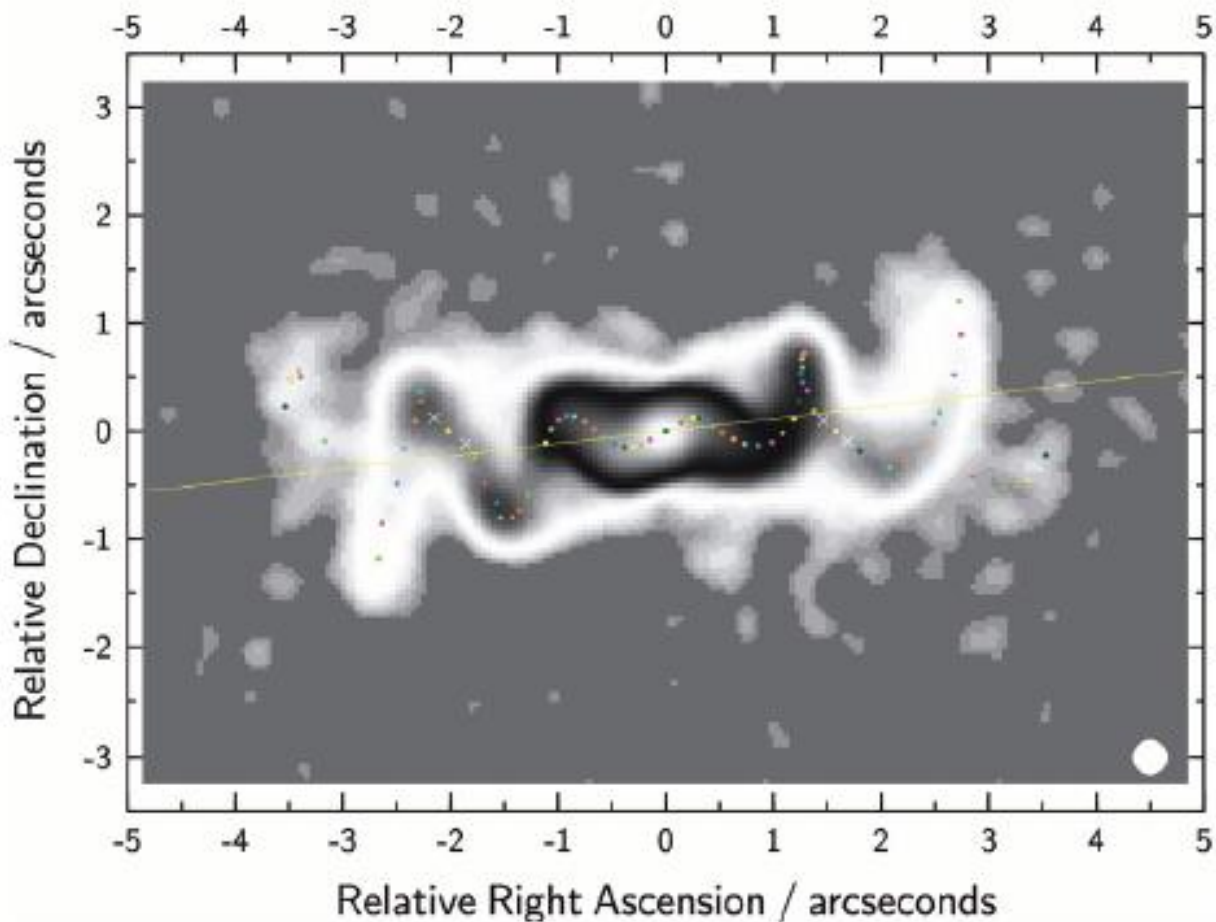


Рисунок 4.3.2. Изображение узлов из статьи Blundell [4].

Характерными параметрами для рисунка 4.3.2 является струя, излучаемая каждые 10 дней, прошедшие через фильтр Sobel, в каждом направлении вдоль оси струи [4]. Расстояние = 5.5 кпс., скорость колеблется ~ 0.26 с. Кроме того, данное изображение показано с помощью придаточной функции, подчеркивающей локальные градиенты по интенсивности в диапазоне разных уровней интенсивностей, описанной в статье [4]. Кроме того, точки указывают не отдельные узлы яркости, как было у Stirling et al. [38], а точки на хребте яркости струи. Накладывая моделируемые струи с локальным ускорением на изображение Stirling et al. [38], описанные в главах 4.1 и 4.2, получаем следующий результат (см. Рисунок 4.3.3).

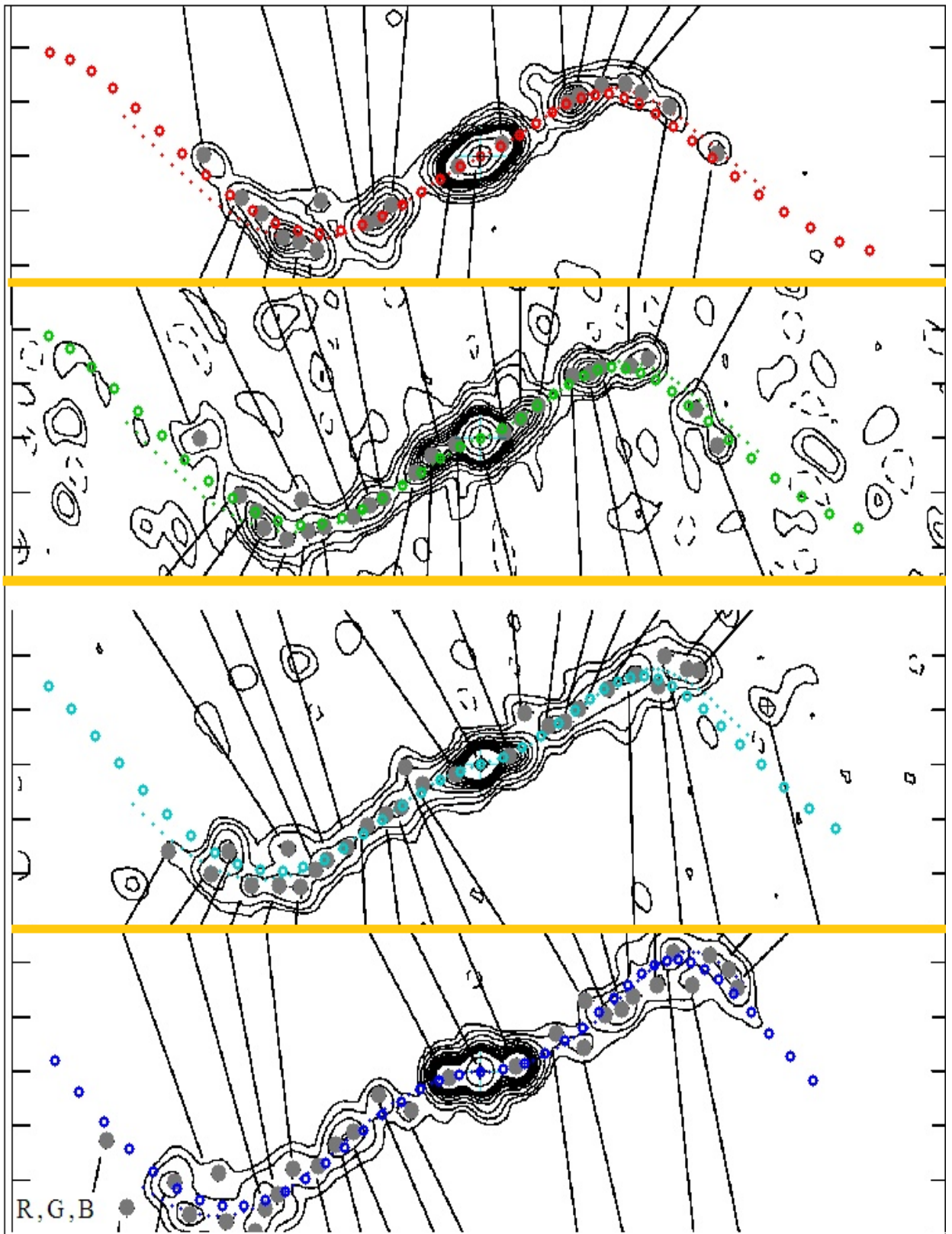


Рис. 4.3.3. Модельные следы струй для наблюдений Stirling et al. [36]

Применяя ускорение с объявленными выше свободными параметрами, получаем модельные следы струй (см. Рисунок 4.3.3) показаны для

наблюдения Stirling et al. [37], для начальной скорости $v_j = 0.258$ с и расстояния $D = 4.8$ кпс. Сдвиг изображений по вертикали пропорционален дате наблюдений (7, 12, 22 декабря и 4 января, сверху вниз), координаты – прямое восхождение и склонение, в единицах $0 \square .1$ (одинаковых по обеим осям). Серые кружки – узлы, отождествленные Stirling et al. [37, с. 657]. Линии цветных точек – след струй по стандартной кинематической модели, цветные полые кружки – след по динамической модели для некоторого выбора параметров. Кружки следуют через 5 дней. Длина струи 100 дней. Как видно из результата, показанные невязки с помощью кинематической модели, описанной в статье значительно меньше, чем наблюдаемые данные

4.4 Оптимальные параметры модели

Оптимизацию параметров осуществляет метод наименьших квадратов (МНК). Метод наименьших квадратов — математический метод, применяемый для решения различных задач, основанный на минимизации суммы квадратов отклонений некоторых функций от искомым переменных. Он может использоваться для «решения» неопределенных систем уравнений (когда количество уравнений превышает количество неизвестных), для поиска решения в случае обычных (не переопределенных) нелинейных систем уравнений, для аппроксимации точечных значений некоторой функции. МНК является одним из базовых методов регрессионного анализа для оценки неизвестных параметров регрессионных моделей по выборочным данным. Поскольку не все узлы на графики будут проходить напрямую через заданную нами кинематику струи, использование МНК реализует аппроксимацию полученных данных кривой $F(x)$. При этом аппроксимирующая функция кривой $F(x)$ позволит нам получить минимальные отклонения от разбросанных координат.

Сложность анализа ускорения в такой форме заключается в зависимости направления вектора ускорения от положения струи, т.е. в описание ускорения входит вектор ориентации струи, обозначаемой буквой

e , который можно определить лишь после вычисления положения струи с учётом ускорения, что делается в работе [32] численно посредством итераций. Эта процедура итераций не может быть включена в оптимизацию параметров ускорения методом наименьших квадратов. Поэтому эта итерация является внешней к процедуре МНК. Оптимизация осуществляется через итерации следующим образом:

1) на основе стандартной кинематической модели (СКМ) вычисляется вектор ориентации e ;

2) через МНК определяются наилучшие параметры модели ускорения;

3) на основе кинематической модели, уже учитывающей ускорение, корректируется вектор ориентации e ;

4) повторяем пункт 2) и т.д., пока изменения положения струи не станут меньше точности наблюдений.

Заключение

В ходе научно исследовательской работы удалось вывести математическую модель струи для SS433, а также получилось запрограммировать её по средствам Mathcad. В результате, можно сделать выводы, что изображение струй SS433 по наблюдениям Stirling и др. [37] хорошо аппроксимируется кинематической моделью струй с замедлением согласно модели динамического взаимодействия струй с окружающей средой, с наилучшими параметрами модели $p = 3/5$, $a_0 = 0.4$ и $r_0 = 33,449$.

Помимо этого, в ходе работы были исследованы влияния на струю в момент выброса и на некоторых участках движения блоба. Тем самым, было показано влияния ветра, которое провоцировало снос струи на определенный процент от стандартной кинематической модели. Кроме того, было показано влияния конечности скорости света, что определенным образом изменяет форму струй, делая их не совсем симметричными и немного вытянутыми, относительно стандартного представления о геометрической формуле конуса.

Говоря о доработке и оптимизации данной математической модели завязанной на локальном ускорении с подстановкой свободных параметров, можно исследовать её на оптимизацию, с помощью аппроксимирующих функций, таких как, например метод наименьших квадратов. Однако, компиляция с помощью аппроксимации методом наименьших квадратов, может занимать большое количество времени. Для обхода данной проблемы, возможно, выписать общие формулы для подгона с помощью наименьших квадратов и попробовать переписать на другой язык, например какой либо из .NET языков и попробовать пустить вычисления в параллель. Либо попробовать реализовать данную функциональность с помощью суперкомпьютеров.

С учетом локального ускорения конкретного блоба в сумме мы получили наименьшую невязку, в сравнении со стандартной кинематической моделью струи. Однако внедрение данного локального ускорения не привело

к полному совпадению между наблюдаемыми со спутника данными и описанной в ходе научной работы кинематической моделью радио струи.

Как итог, можно сказать, что текущих данных не достаточно для того, чтобы описать кинематическую модель струи и полностью минимизировать невязки. Для доработки данной модели требуется учесть ещё массу влияний внешней среды на струю, которые не анализировались в ходе данной научной работы. Так же, вполне возможно, что не все данные были увидены в ходе исследования самого объекта SS433 через спутник VLA.

Кроме того, недостатки, имеющиеся для научной работы сейчас, является ещё и то, что данная модель не учитывает замедление, происходящее на расстоянии от струи, связанное с зоной поярчания.

Список литературы

1. Abell, G.O. and Margon, B. 1979, Nature 279, 701.
2. Anderson, S.F., Grandi, S.A. and Margon, B. 1983, Astrophys. J. 273, 697.
3. Begelman M. C., King A. R., Pringle J. E., 2006, MNRAS, 370, 399.
4. Blundell K. M., Bowler M. G., 2004, ApJ 616, L159.
5. Cherepashchuk, A.M., Aslanov, A.A. and Kornilov, V.G. 1982, Sov. Astron. 26, 697.
6. Ciatti, F., Mammano, A. and Vittone, A. 1981, Astron. Astrophys. 94, 251.
7. Crossley, J. H.; Rupen, M. P.; Dhawan, V., 2002, AAS, 1225.
8. Davydov, V. V., Esipov, V. F., &Cherepashchuk, A. M. 2008, Astron. Rep., 52, 487.
9. Dolan, J.F., Boyd, P.T., Fabrika, S., Tapia, S., Bychkov, V., Panferov, A.A., Nelson, M.J., Percival, J.W., van Citters, G.W., Taylor, D.C. and Taylor, M.J. 1997, Astron. Astrophys. 327, 648.
10. Eikenberry, S.S., Cameron, P.B., Fierce, B.W., Kull, D.M., Dror, D.H., Houck, J.R. and Margon, B. 2001, Astrophys. J. 561, 1027.
11. Fabrika S. 2004, ASPRv, 12, 1.
12. Fejes, I., Schilizzi, R.T. and Vermeulen, R.C. 1988, Astron. Astrophys. 189, 124.
13. Frasca, S., Ciatti, F. and Mammano, A. 1984 Astrophys. Space Sci. 99, 329.
14. Gies, D.R., McSwain, M.V., Riddle, R.L., Wang, Z., Wiita, P.J. and Wingert, D.W. 2002a, Astrophys. J. 566, 1069.
15. Gies, D.R., Huang, W. and McSwain, M.V. 2002b, Astrophys. J. 578, L67.
16. Goranskii, V.P., Esipov, V.F. and Cherepashchuk, A.M. 1998a, Astron. Rep. 42, pp 330-336.
17. Hjellming, R.M. and Johnston, K.J. 1981, Astrophys. J. 246, L141.
18. Johnston, K.J., Geldzahler, B.J., Spencer, J.H., Waltman, E.B., Klepczynski, W.J., Josties, F.J., Angerhofer, P.E., Florkowski, D.R., McCarthy, D.D. and Matsakis, D.N. 1984, Astron. J. 89, 509.

19. Katz, J.I., Anderson, S.F., Grandi, S.A. and Margon, B. 1982, *Astrophys. J.* 260, 780.
20. Kemp, J.C., Henson, G.D., Kraus, D.J., Carroll, L.C., Beardsley, I.S., Takagishi, K., Jugaku, J., Matsuoka, M., Leibowitz, E.M., Mazeh, T. and Mendelson, H. 1986, *Astrophys. J.* 305, 805.
21. Kopylov, I.M., Kumaigorodskaya, R.N., Somov, N.N., Somova, T.A. and Fabrika, S.N. 1987, *Sov. Astron.* 31, 410.
22. Leibowitz, E.M. and Mendelson, H. 1982, *Publ. Astr. Soc. Pac.* 94, 977.
23. Lockman et al, *MNRAS*, 2007.
24. Margon, B. and Anderson, S.F. 1989, *Astrophys. J.* 347, 448.
25. Marscher A. P., *Jets in Active Galactic Nuclei*, Boston, MA 02215, 2009, no 26.
26. Marshall, H.L., Canizares, C.R. and Schulz, N.S. 2002, *Astrophys. J.* 564, 941.
27. Migliari, S., Fender, R., & Mendez, M. 2002, *Science*, 297, 1673.
28. Miller-Jones, J. C. A., Migliari, S., Fender R. P., et al. 2008, *ApJ*, 682, 1141.
29. Niell, A.E., Preston, R.A. and Lockhart, T.G. 1981, *Astrophys. J.* 250, 24.
30. Panferov, A. A., Fabrika, S. N., & Rakhimov, V. Yu. 1997, *Astron. Rep.*, 41, 342.
31. Panferov A. A. Revision of distance to SS 433, IPT, 2009.
32. Panferov A. A., 2014, *A&A* 562, A130.
33. Roberts, D. H., Wardle, J. F. C., Lipnick, S. L., Selesnick, P. L., & Slutsky, S. 2008, *ApJ*, 676, 584.
34. Roberts D. H., Wardle J. F. C., Bell M. R., Mallory M. R., Marchenko V. V., Sanderbeck P. U., 2010, *ApJ*, 719, 1918.
35. Romney, J.D., Schilizzi, R.T., Fejes, I. and Spencer, R.E. 1987, *Astrophys. J.* 321, 822.
36. Stirling et al., *MNRAS*, 2002.

37. Sitrling A. M., Spencer R. E., Cawthorne T. V., Paragi Z., 2004, MNRAS, 354, 1239.
38. Vermeulen, R.C., Murdin, P.G., van den Heuvel, E.P.J., Fabrika, S.N., Wagner, B., Margon, B., Hutchings, J.B., Schilizzi, R.T., van Kerkwijk, M.H., van den Hoek, L.B., Ott, E., Angebault, L.P., Miley, G.K., D'Odorico, S. and Borisov, N. 1993a, Astron. Astrophys. 270, 204.
39. Wiita P.J., Cosmic Radio Jets, Department of Physics and Astronomy, 2007, no 20.

Приложение 1 Код листинг.

SS433: constants, parameters and ephemerides

$$c := 2.9979210^{10}$$

$$\text{deg} := \pi \div 180$$

$$\text{day} := 243600$$

$$k_B := 1.38065810^{-16}$$

$$\text{year} := 365.25\text{day}$$

$$\text{pc} := 3.08610^{18}$$

$$m_p := 1.672610^{-24}$$

$$M_{\text{Sun}} := 1.9910^{33}$$

$$\Gamma := 1 \div \sqrt{1 - v_{0j}^2}$$

$$L_{kj} := 10^{39}$$

$$M_j := 2 \cdot L_{kj} \cdot \text{day} \div (v_{0j} \cdot c)^2$$

$$\theta_j := 1.2\text{deg} \quad \text{full opening of jet}$$

$$M_w := 10^{-4} \cdot M_{\text{Sun}} \cdot \text{day} \div \text{year}$$

$$r_0 := 10^{15} \quad \text{length scale}$$

$$v_w := 1.510^8 \cdot \text{day} \div r_0$$

$$v_j := v_{0j} \cdot c \cdot \text{day} \div r_0$$

$$\mu_0 := 8.9333 \quad \text{mas per day}$$

kinematic jet precession model
after Davydov et al., 2008, AR85

$$v_{0j} := 0.25$$

$$\theta_{pr} := 19.75\text{deg}$$

$$i_{pr0} := 78.8$$

$$i_{pr} := |90 - i_{pr0}| \cdot \text{deg}$$

$$\chi_{pr} := 98.2\text{deg}$$

$$P_{pr} := 162.2$$

$$d\psi := 2 \cdot \pi \div P_{pr}$$

$$t_{0pr1} := 3508.4$$

$$t_{br} := 0.8$$

$$\Delta t_0 := -t_{br} + C$$

$$t_{0pr} := t_{0pr1} + \Delta t_0$$

$$\theta_n := 2.6\text{deg}$$

$$\psi_n := 2.9\text{deg}$$

$$P_{or} := 13.0821$$

$$P_n := \frac{P_{or} \cdot P_{pr}}{2 |P_{or} + P_{pr}|}$$

$$t_{0n} := 3650.0 - \Delta t_0$$

$$d\phi := 2 \cdot \pi \div P_n$$

$$\alpha_c := 2 \cdot |164.5 + 0 \cdot t_{br} \div P_n|$$

$$\alpha_\psi := |118 - \alpha_c| \cdot \text{deg}$$

$$\alpha_\theta := |341 - \alpha_c| \cdot \text{deg}$$

$$\theta_n := 0\text{deg}$$

$$\psi_n := 0\text{deg}$$

$$P_{ns} := \left(\frac{1}{P_n} - \frac{1}{P_{pr}} \right)^{-1}$$

$$\mu_0 := 8.9333 \quad \text{mas per day}$$

$$\delta\mu_0 := 0.0759 \div 4$$

$$Ds := \frac{c \cdot v_{0j} \cdot \text{day} \cdot 360000}{\mu_0 \cdot \text{deg} \cdot r_0}$$

$$ac_j := 0.0v_j \div P_{pr}$$

$$dd\psi := 0.0d\psi \div P_{pr} \quad \text{"+" - phase decrease}$$

$$c_{d15} := c \cdot \text{day} \div r_0$$

$$R_0 := 0.00 \quad \text{minimal jet distance, } 10^{15} \text{ cm}$$

$$dsc := \tan\left(\frac{\text{deg}}{3600}\right) \cdot Ds \quad \text{length scale per "}$$

$$Cl := \frac{M_w \cdot \theta_j}{4 \cdot \pi \cdot v_w}$$

Functions for program "Precessional track of jet of the SS433"

$$OX(\chi) := \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\chi) & \sin(\chi) \\ 0 & -\sin(\chi) & \cos(\chi) \end{pmatrix} \quad OY(\theta) := \begin{pmatrix} \cos(\theta) & 0 & \sin(\theta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta) & 0 & \cos(\theta) \end{pmatrix}$$

$$OZ(\psi) := \begin{pmatrix} \cos(\psi) & \sin(\psi) & 0 \\ -\sin(\psi) & \cos(\psi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$A(\psi, \theta) := OZ(\psi) \cdot OY(\theta)$$

$$A0 := OX[-\chi_{pr}] \cdot OY[i_{pr}]$$

$\text{track}(p, x) := \left\{ \begin{array}{l} t \leftarrow x^{\langle 0 \rangle} \\ x \leftarrow (x)^T \\ n \leftarrow \text{cols}(x) - 1 \\ y \leftarrow \text{submatrix}(x, 1, 3, 0, n) \\ \text{for } i \in 0..n \\ \quad \left\{ \begin{array}{l} dt \leftarrow t_i \\ \phi \leftarrow p_3 \cdot p_0 - p_1 - dt \\ \psi \leftarrow p_4 \cdot p_0 - p_2 - dt - \frac{p_5 \cdot dt^2}{2} \\ \theta \leftarrow p_6 + p_7 \cdot \sin(\phi + p_9) \\ \psi \leftarrow \psi + p_8 \cdot \sin(\phi + p_{10}) \\ y^{\langle i \rangle} \leftarrow A(\psi, \theta) \cdot y^{\langle i \rangle} \end{array} \right. \\ \text{augment}[t, (y)^T] \end{array} \right.$	$\text{ccs}(x) := \left\{ \begin{array}{l} t \leftarrow x^{\langle 0 \rangle} \\ x \leftarrow x^T \\ n \leftarrow \text{cols}(x) - 1 \\ y \leftarrow \text{submatrix}(x, 1, 3, 0, n) \\ \text{for } i \in 0..n \\ \quad \left\{ \begin{array}{l} y^{\langle i \rangle} \leftarrow A0 \cdot y^{\langle i \rangle} \\ \text{augment}[t, y^T] \end{array} \right. \end{array} \right.$
---	---

$$\text{dspline}(vs, x, y, t) := \left\{ \begin{array}{l} d2 \leftarrow \text{submatrix}(vs, 3, \text{last}(vs), 0, 0) \\ k \leftarrow 0 \text{ if } t \leq x_1 \\ k \leftarrow \text{last}(x) - 1 \text{ if } t \geq x_{\text{last}(x)-1} \\ \text{otherwise} \\ \quad \left\{ \begin{array}{l} k \leftarrow 0 \\ \text{while } t > x_{k+1} \\ \quad k \leftarrow k + 1 \end{array} \right. \\ c \leftarrow \frac{y_{k+1} - y_k}{x_{k+1} - x_k} - (d2_{k+1} + 2 \cdot d2_k) \cdot \left(\frac{x_{k+1} - x_k}{6} \right) \\ \frac{d2_{k+1} - d2_k}{x_{k+1} - x_k} \cdot \frac{|t - x_k|^2}{2} + d2_k \cdot |t - x_k| + c \end{array} \right.$$

```

trackd(p, x, T) :=
  t ← x<0>
  n ← rows(x) - 1
  for i ∈ 0..n
    y<i> ← T[t<i>]
  for i ∈ 0..n
    dt ← |t<i>|
    φ ← p<3> · |p<0> - p<1> - dt|
    ψ ← p<4> · |p<0> - p<2> - dt| -  $\frac{p<5> \cdot dt^2}{2}$ 
    θ ← p<6> + p<7> · sin(φ + p<9>)
    ψ ← ψ + p<8> · sin(φ + p<10>)
    y<i> ← A(ψ, θ)<-1> · y<i>
  augment(t, y<T>)

```

Precessional track of jet of the SS433

29 November 2010 - 17 Dec 2010.

This is combined of **track** (deceleration and curving of jet trajectory), some of **bullet_p.xmcd** (22 Nov 2010) and **track_10bm** (on 30 April 2010).

Algorithm needs small enough time step that $nb_{br} > 0$

➡ Ссылка: C:\Users\Nikolay\Desktop\диплом\Programm\programm\par_eph.mcd(R)

$$D_s := 4800 \frac{\text{pc}}{r_0} \quad d_{sc} := \tan\left(\frac{\text{deg}}{3600}\right) \cdot D_s \quad v_{0j} := 0.25c \quad v_j := v_{0j} \cdot \text{day} \div r_0 \quad L_{kj} := 1.010^{39}$$

$$M_j := 2 \cdot L_{kj} \cdot \text{day} \div |v_{0j} \cdot c|^2$$

$$v_f := \frac{0.2647c \cdot \text{day} \cdot D_s}{5500 \text{pc}}$$

$$v_f = \blacksquare$$

5500pc and 0.2647c were used to map intensity profile I(t) by Bell et al. 2011

➡ Ссылка: C:\Users\Nikolay\Desktop\диплом\Programm\programm\track_func_v2.mcd(R)

$$ef := \left(t_{\text{obs}0} \ t_{0n} \ t_{0pr} \ d\phi \ d\psi \ dd\psi \ \theta_{pr} \ \theta_n \ \psi_n \ \alpha_\theta \ \alpha_\psi \right)^T$$

$$t_{1as} := \frac{d_{sc}}{v_j}$$

$$t_{bz0} := 0.05 t_{1as}$$

$$z_{bz0} := t_{bz0} \cdot v_j$$

$$t_{1as} = 107.463$$

brightening zone - 50-100 mas

$$k := \text{READPRN}(\text{"coef.txt"})$$

$$t_{bz0} = 5.373$$

$$z_{bz0} = 3.591$$

$$ky := \text{submatrix}(k, 0, 2, 0, 0)$$

$$kz := \text{submatrix}(k, 3, 5, 0, 0)$$

$$k_{cs}(t) := \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

1. Initial a_j, v_j and X , at moment of observation t_0

$$X0 := \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ R_0 \end{pmatrix} \quad v0 := \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ v_j \end{pmatrix} \quad a0 := \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ ac_j \end{pmatrix}$$

$$ac_j = 0$$

2. Solution $dx/dt=v$. Jet tracking by rotation of frame of reference

$$t0 := 0 \quad t1 := 100 \quad nb := 400 \quad nb_0 := nb$$

$$nb_{br} := \text{trunc}\left(t_{bz0} \cdot \frac{nb}{t1}\right) \quad t_{bz} := nb_{br} \cdot \frac{t1}{nb} \quad t_{bz} = 5.25$$

$$lt := 1.1 \quad t2 := \text{trunc}(lt \cdot nb) \cdot \frac{t1}{nb} \quad nb := \text{trunc}(lt \cdot nb) \quad nb_{br} = 21$$

Jets: eastern

western

$$D(t,y) := \text{stack}\left[a0, \begin{vmatrix} 0 & 0 & y_2 \end{vmatrix}^T\right]$$

$$D1(t,y) := \text{stack}\left[-a0, \begin{vmatrix} 0 & 0 & y_2 \end{vmatrix}^T\right]$$

$$X0 := \text{stack}(v0, X0)$$

$$tc := 100$$

$$x := \text{Rkadapt}(X0, t0, t2, nb, D)$$

$$x1 := \text{Rkadapt}(-X0, t0, t2, nb, D1)$$

$$x_0 := \text{submatrix}(x, 0, nb_{br} - 1, 0, 6)$$

$$\underline{x} := \text{augment}(\text{submatrix}(x, 0, nb, 0, 0), \text{submatrix}(x, 0, nb, 4, 6)) \quad X0_5 := x_{nb_{br}, 3}$$

$$\underline{x1} := \text{augment}(\text{submatrix}(x1, nb, 1, 0, 0), \text{submatrix}(x1, nb, 1, 4, 6))$$

$$x1^{\langle 0 \rangle} := -x1^{\langle 0 \rangle} \quad x1 := \text{stack}(x1, x) \quad ax := \text{ccs}(x1) \quad nb := nb - nb_{br}$$

zero approach

$$z := \text{track}(ef, x)$$

$$v(t) := v0$$

$$ax1 := x$$

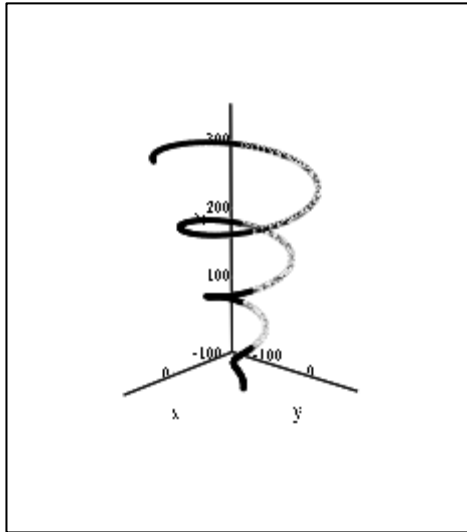
$$j := 0..2$$

$$Sp^{\langle j \rangle} := \text{cspline}\left[z^{\langle 0 \rangle}, z^{\langle j+1 \rangle}\right] \quad T(t) := \begin{pmatrix} \text{dspline}\left[Sp^{\langle 0 \rangle}, z^{\langle 0 \rangle}, z^{\langle 1 \rangle}, t\right] \\ \text{dspline}\left[Sp^{\langle 1 \rangle}, z^{\langle 0 \rangle}, z^{\langle 2 \rangle}, t\right] \\ \text{dspline}\left[Sp^{\langle 2 \rangle}, z^{\langle 0 \rangle}, z^{\langle 3 \rangle}, t\right] \end{pmatrix}$$

$$x := \text{trackd}(ef, z, T)$$

$$Sp\tau^{\langle j \rangle} := \text{cspline}\left[x^{\langle 0 \rangle}, x^{\langle j+1 \rangle}\right] \quad \tau(t) := \begin{pmatrix} \text{interp}\left[Sp\tau^{\langle 0 \rangle}, x^{\langle 0 \rangle}, x^{\langle 1 \rangle}, t\right] \\ \text{interp}\left[Sp\tau^{\langle 1 \rangle}, x^{\langle 0 \rangle}, x^{\langle 2 \rangle}, t\right] \\ \text{interp}\left[Sp\tau^{\langle 2 \rangle}, x^{\langle 0 \rangle}, x^{\langle 3 \rangle}, t\right] \end{pmatrix}$$

$$n_t(t) := (v(t) \times \tau(t)) \times \tau(t)$$



$$\left[\frac{\langle 1 \rangle}{z}, \frac{\langle 2 \rangle}{z}, \frac{\langle 3 \rangle}{z} \right]$$

$$e_n(t) := \frac{\overrightarrow{n_t(t) \cdot k_{cs}(t)}}{|n_t(t)|}$$

$$z_{s0} := z \quad z_{s0}^{\langle 1 \rangle} := \sqrt{\left| \frac{\langle 1 \rangle}{z} \right|^2 + \left| \frac{\langle 2 \rangle}{z} \right|^2 + \left| \frac{\langle 3 \rangle}{z} \right|^2} \quad z_{s0}^{\langle 2 \rangle} := \arccos \left(\frac{\frac{\langle 3 \rangle}{z}}{z_{s0}^{\langle 1 \rangle}} \right)$$

$$s_s := \text{sign} \left[\frac{\langle 2 \rangle}{z} \right]$$

$$s_\pi := 1 - s_s \quad z_{s0}^{\langle 3 \rangle} := \left[\pi \cdot s_\pi + s_s \cdot \arccos \left[\frac{\frac{\langle 1 \rangle}{z}}{\sqrt{\left| \frac{\langle 1 \rangle}{z} \right|^2 + \left| \frac{\langle 2 \rangle}{z} \right|^2}} \right] \right]$$

$$\theta_{jp} := \theta_j + 2 \cdot 2.8 \text{ deg}$$

$$\eta_g := 1 \quad \text{to account for nonplanarity of shock}$$

$$\phi := 0.32 \frac{\text{deg}}{360C} \quad \text{beam size} \quad R_b := \frac{\phi \cdot D_s}{2} \quad \omega_{pr} := \frac{2\pi \cdot \sin|\theta_{pr}|}{P_{pr}}$$

$$2.704$$

$$Y_a := 10^{-23} \quad \beta_H := \frac{3}{4} \quad \beta_e := 2.704 \quad \beta_{th} := 1$$

$$\beta_{in} := 1 + \frac{1}{3 \cdot \beta_H} + \beta_{th} \quad \eta := \eta_g \cdot \beta_{in} \quad r_{sh} := 0.4 \quad k_V := \left(2 \cdot r_{sh} + 1 \right)^3 - 1$$

$$v := 4.8610^9 \quad v_1 := 4.8610^9 \quad v_2 := 10^{15} \quad \gamma := 2.48$$

$$a := 0.08 \quad y_1 := 2.2 \quad y_2 := 0.10$$

$$A := \frac{2.9610^{12}}{(\gamma - 2) \cdot a} \cdot \sqrt{v} \cdot \left(\frac{y_1 \cdot v}{v_1} \right)^{(\gamma - 2) \div 2} \cdot \left[1 - \left(\frac{y_2 \cdot v_1}{y_1 \cdot v_2} \right)^{(\gamma - 2) \div 2} \right] \quad \text{for } >2$$

$$z_1 := v_f \cdot 50 \quad \tau_1 := 55.4 \quad \lambda_1 := v_f \cdot \tau_1 \quad B_{10} := 0.03274$$

$$z_2 := v_f \cdot 250 \quad \tau_2 := \frac{80}{\ln(2)} \quad \lambda_2 := v_f \cdot \tau_2 \quad B_{20} := 0$$

$$B_1(z) := B_{10} \exp\left[-\frac{|z - z_1|}{\lambda_1}\right] \quad B_{20} := B_1|_{z_2} \quad B_2(z) := B_{20} \exp\left[-\frac{|z - z_2|}{\lambda_2}\right]$$

$$dB(t, z) := \text{if}\left(z < z_2, \frac{v(t)_2 \cdot B_1(z)}{2 \cdot \lambda_1 \cdot \sinh\left|\frac{R_b}{\lambda_1}\right|}, \frac{v(t)_2 \cdot B_2(z)}{2 \cdot \lambda_2 \cdot \sinh\left|\frac{R_b}{\lambda_2}\right|}\right) \quad \text{this is brightness x ||}$$

$$\mu_m := 0.6 m_p \quad t_{ej} := 10^2 \div \text{day} \quad M_b := M_j \cdot t_{ej}$$

$$z_2 := 131 \quad t_1 := z_2 \div v_j$$

$$T_0 := 20 \cdot 10^3 \quad n_T := 1.4 \quad T_c(z) := \text{if}\left(z < z_2, T_0 \cdot z^{n_T}, T_0 \cdot z_2^{n_T}\right)$$

$$k_T(z) := \frac{k_B \cdot T_c(z)}{\mu_m}$$

$$p_m(t, z) := \frac{1}{8 \cdot \pi} \cdot \left(\beta_H \cdot \beta_e \cdot \beta_{in} \cdot A \cdot \frac{r_0^2 \cdot D_s^2 \cdot dB(t, z) \cdot Y_a}{k_V \cdot k_T(z) \cdot M_j} \right)^{4 \div 3}$$

$$a_0 := \eta \cdot \left(\frac{\beta_{in} \cdot \beta_H \cdot \beta_e}{k_V \cdot T_0} \right)^{4 \div 3} \cdot \left(\frac{1}{M_j} \right)^{7 \div 3} \cdot \tan\left|\theta_{jp}\right| \quad a_{00} := 6.974 \times 10^{-64}$$

$$a_0 := \eta \cdot \left(\frac{\beta_{in} \cdot \beta_H \cdot \beta_e}{k_V \cdot T_0} \right)^{4 \div 3} \cdot \left(\frac{1}{M_j} \right)^{7 \div 3} \cdot \tan\left|\theta_{jp}\right| \quad a_{00} := 6.974 \times 10^{-64}$$

$$A_{ac} := r_0 \cdot \text{day}^2 \cdot a_0 \cdot \left[\frac{A}{(8 \cdot \pi)^{3 \div 4}} \cdot \frac{\mu_m \cdot r_0^2 \cdot D_s^2 \cdot B_{10} \cdot Y_a}{k_B \cdot 2 \cdot \lambda_1 \cdot \sinh\left|\frac{R_b}{\lambda_1}\right|} \right]^{4 \div 3}$$

$$\text{filling factor} \quad f_c(t) := \frac{k_T|_{v_j \cdot t} \cdot M_j}{r_0^3 \cdot \beta_{in} \cdot p_m|_{t, v_j \cdot t}} \cdot \frac{1}{\pi \cdot \left(v_j \cdot t \cdot \tan\left(\frac{\theta_{jp}}{2}\right) \right)^2 \cdot v_j}$$

$$dB(t, z) := \text{if}\left(z < z_2, \frac{v(t)_2 \cdot B_1(z)}{2 \cdot \lambda_1 \cdot \sinh\left|\frac{R_b}{\lambda_1}\right|}, 0\right)$$

$$p_m(t, z) := \frac{1}{8 \cdot \pi} \cdot \left(\beta_H \cdot \beta_e \cdot \beta_{in} \cdot A \cdot \frac{r_0^2 \cdot D_s^2 \cdot dB(t, z) \cdot Y_a}{k_V \cdot k_T(z) \cdot M_j} \right)^{4 \div 3}$$

size of cloud $R_c(t) := \left(\frac{3 \cdot k_T |v_j \cdot t| \cdot M_b}{4 \cdot \pi \cdot r_0^3 \cdot \beta_{in} \cdot P_m |t, v_j \cdot t|} \right)^{1/3}$

$H(t) := \sqrt{8 \cdot \pi \cdot P_m |t, v_j \cdot t|}$ $H_n(t) := H(50) \cdot \frac{50}{t}$ $z_m := 0.4$

$\Phi_m(t) := 4 \cdot \pi \cdot R_c(t) \cdot r_0^2 \cdot H(t)$ $n_e(t) := \frac{\beta_{in} \cdot P_m |t, v_j \cdot t|}{2 \cdot k_B \cdot T_c |t, v_j \cdot t|}$

$D(t, y) := \text{stack} \left[\begin{array}{c} \left(a_w |t, y_5|_0 \right) \\ \left(a_w |t, y_5|_1 \right) \\ \left(a_w |t, y_5|_2 \right) \end{array} \right], \left(y_0 \ y_1 \ y_2 \right)^T *$

$x := \text{Rkadapt} \left(X_0, t_{bz}, t_2, nb, D \right)$ $n := \text{rows}(x) - 1$ $v_1 := \text{submatrix} \left(x^T, 1, 3, n, n \right)$

$x := \text{stack} \left(x_0, x \right)$

$\text{Spv}^{(j)} := \text{cspline} \left(x^{(0)}, x^{(j+1)} \right)$ $v(t) := \begin{pmatrix} \text{interp} \left(\text{Spv}^{(0)}, x^{(0)}, x^{(1)}, t \right) \\ \text{interp} \left(\text{Spv}^{(1)}, x^{(0)}, x^{(2)}, t \right) \\ \text{interp} \left(\text{Spv}^{(2)}, x^{(0)}, x^{(3)}, t \right) \end{pmatrix}$

$x := \text{augment} \left(\text{submatrix} \left(x, 0, nb + nb_{br}, 0, 0 \right), \text{submatrix} \left(x, 0, nb + nb_{br}, 4, 6 \right) \right)$

1st approach $z := \text{track}(ef, x)$ $\text{Sp}^{(j)} := \text{cspline} \left(z^{(0)}, z^{(j+1)} \right)$

$T(t) := \begin{pmatrix} \text{dspline} \left(\text{Sp}^{(0)}, z^{(0)}, z^{(1)}, t \right) \\ \text{dspline} \left(\text{Sp}^{(1)}, z^{(0)}, z^{(2)}, t \right) \\ \text{dspline} \left(\text{Sp}^{(2)}, z^{(0)}, z^{(3)}, t \right) \end{pmatrix}$

$x := \text{trackd}(ef, z, T)$

$\text{Sp}\tau^{(j)} := \text{cspline} \left(x^{(0)}, x^{(j+1)} \right)$ $\tau(t) := \begin{pmatrix} \text{interp} \left(\text{Sp}\tau^{(0)}, x^{(0)}, x^{(1)}, t \right) \\ \text{interp} \left(\text{Sp}\tau^{(1)}, x^{(0)}, x^{(2)}, t \right) \\ \text{interp} \left(\text{Sp}\tau^{(2)}, x^{(0)}, x^{(3)}, t \right) \end{pmatrix}$

$n_t(t) := (v(t) \times \tau(t)) \times \tau(t)$

$e_n(t) := \overrightarrow{|n_t(t) \cdot k_{cs}(t)|} \div |n_t(t)|$

$\text{dB}(t, z) := \text{if} \left(z < z_2, \frac{v(t)_2 \cdot B_1(z)}{2 \cdot \lambda_1 \cdot \sinh |R_b \div \lambda_1|}, 0 \right)$

$$p_m(t, z) := \frac{1}{8 \cdot \pi} \cdot \left(\beta_H \cdot \beta_e \cdot \beta_{in} \cdot A \cdot \frac{r_0^2 \cdot D_s^2 \cdot dB(t, z) \cdot Y_a}{k_V \cdot k_T(z) \cdot M_j} \right)^{4+3}$$

$$a_w(t, z) := \eta \cdot \frac{r_0 \cdot \text{day}^2 \cdot p_m(t, z) \cdot z \cdot \tan(\theta_{jp}) \cdot |\tau(t)|}{M_j} \cdot e_n(t)$$

$$D(t, y) := \text{stack} \left[\begin{array}{c} \left(a_w \left(t, y_5 \middle| \begin{array}{c} 0 \\ 1 \\ 2 \end{array} \right) \right) \\ \left(y_0 \ y_1 \ y_2 \right)^T \end{array} \right] *$$

$$x := \text{Rkadapt} \left(X_0, t_{bz}, t_2, nb, D \right) \quad n := \text{rows}(x) - 1 \quad v_1 := \text{submatrix} \left(x^T, 1, 3, n, n \right)$$

$$x := \text{stack} \left(x_0, \text{submatrix}(x, 0, nb, 0, 6) \right)$$

$$\text{Spv}^{(j)} := \text{cspline} \left(x^{(0)}, x^{(j+1)} \right) \quad v(t) := \begin{pmatrix} \text{interp} \left(\text{Spv}^{(0)}, x^{(0)}, x^{(1)}, t \right) \\ \text{interp} \left(\text{Spv}^{(1)}, x^{(0)}, x^{(2)}, t \right) \\ \text{interp} \left(\text{Spv}^{(2)}, x^{(0)}, x^{(3)}, t \right) \end{pmatrix}$$

$$x := \text{augment} \left(\text{submatrix}(x, 0, nb + nb_{br}, 0, 0), \text{submatrix}(x, 0, nb + nb_{br}, 4, 6) \right)$$

2nd approach $z := \text{track}(ef, x)$

$$\text{Sp}^{(j)} := \text{cspline} \left(z^{(0)}, z^{(j+1)} \right) \quad T(t) := \begin{pmatrix} \text{dspline} \left(\text{Sp}^{(0)}, z^{(0)}, z^{(1)}, t \right) \\ \text{dspline} \left(\text{Sp}^{(1)}, z^{(0)}, z^{(2)}, t \right) \\ \text{dspline} \left(\text{Sp}^{(2)}, z^{(0)}, z^{(3)}, t \right) \end{pmatrix}$$

$$x := \text{trackd}(ef, z, T)$$

$$\text{Sp}\tau^{(j)} := \text{cspline} \left(x^{(0)}, x^{(j+1)} \right) \quad \tau(t) := \begin{pmatrix} \text{interp} \left(\text{Sp}\tau^{(0)}, x^{(0)}, x^{(1)}, t \right) \\ \text{interp} \left(\text{Sp}\tau^{(1)}, x^{(0)}, x^{(2)}, t \right) \\ \text{interp} \left(\text{Sp}\tau^{(2)}, x^{(0)}, x^{(3)}, t \right) \end{pmatrix}$$

$$n_t(t) := (v(t) \times \tau(t)) \times \tau(t)$$

$$e_n(t) := \frac{\overrightarrow{|n_t(t) \cdot k_{cs}(t)|}}{|n_t(t)|} \quad dB(t, z) := \text{if} \left(z < z_2, \frac{v(t)_2 \cdot B_1(z)}{2 \cdot \lambda_1 \cdot \sinh \left(R_b \div \lambda_1 \right)}, 0 \right)$$

$$p_m(t, z) := \frac{1}{8 \cdot \pi} \cdot \left(\beta_H \cdot \beta_e \cdot \beta_{in} \cdot A \cdot \frac{r_0^2 \cdot D_s^2 \cdot dB(t, z) \cdot Y_a}{k_V \cdot k_T(z) \cdot M_j} \right)^{4+3}$$

$$a_w(t, z) := \eta \cdot \frac{r_0 \cdot \text{day}^2 \cdot p_m(t, z) \cdot z \cdot \tan(\theta_{jp}) \cdot |\tau(t)|}{M_j} \cdot e_n(t)$$

$$D(t, y) := \text{stack} \left[\begin{array}{c} \left(a_w \left(t, y_5 \middle| \begin{array}{c} 0 \\ 1 \\ 2 \end{array} \right) \right) \\ \left(y_0 \ y_1 \ y_2 \right)^T \end{array} \right] *$$

$$x := \text{Rkadapt}(X0, t_{bz}, t2, nb, D) \quad n := \text{rows}(x) - 1 \quad v_1 := \text{submatrix}(x^T, 1, 3, n, n)$$

$$x := \text{stack}(x_0, \text{submatrix}(x, 0, nb, 0, 6))$$

$$\text{Spv}^{(j)} := \text{cspline}(x^{(0)}, x^{(j+1)}) \quad v(t) := \begin{pmatrix} \text{interp}(\text{Spv}^{(0)}, x^{(0)}, x^{(1)}, t) \\ \text{interp}(\text{Spv}^{(1)}, x^{(0)}, x^{(2)}, t) \\ \text{interp}(\text{Spv}^{(2)}, x^{(0)}, x^{(3)}, t) \end{pmatrix}$$

$$x := \text{augment}(\text{submatrix}(x, 0, nb + nb_{br}, 0, 0), \text{submatrix}(x, 0, nb + nb_{br}, 4, 6))$$

3d approach $z := \text{track}(ef, x)$

$$\text{Sp}^{(j)} := \text{cspline}(z^{(0)}, z^{(j+1)}) \quad T(t) := \begin{pmatrix} \text{dspline}(\text{Sp}^{(0)}, z^{(0)}, z^{(1)}, t) \\ \text{dspline}(\text{Sp}^{(1)}, z^{(0)}, z^{(2)}, t) \\ \text{dspline}(\text{Sp}^{(2)}, z^{(0)}, z^{(3)}, t) \end{pmatrix}$$

$$x := \text{trackd}(ef, z, T)$$

$$\text{Sp}\tau^{(j)} := \text{cspline}(x^{(0)}, x^{(j+1)}) \quad \tau(t) := \begin{pmatrix} \text{interp}(\text{Sp}\tau^{(0)}, x^{(0)}, x^{(1)}, t) \\ \text{interp}(\text{Sp}\tau^{(1)}, x^{(0)}, x^{(2)}, t) \\ \text{interp}(\text{Sp}\tau^{(2)}, x^{(0)}, x^{(3)}, t) \end{pmatrix}$$

$$e_n(t) := \frac{|n_t(t) \cdot k_{cs}(t)|}{|n_t(t)|} \quad \text{dB}(t, z) := \text{if}\left(z < z_2, \frac{v(t)_2 \cdot B_1(z)}{2 \cdot \lambda_1 \cdot \sinh(R_b \div \lambda_1)}, 0\right)$$

$$P_m(t, z) := \frac{1}{8 \cdot \pi} \cdot \left(\beta_H \cdot \beta_e \cdot \beta_{in} \cdot A \cdot \frac{r_0^2 \cdot D_s^2 \cdot \text{dB}(t, z) \cdot Y_a}{k_V \cdot k_T(z) \cdot M_j} \right)^{4 \div 3}$$

$$a_w(t, z) := \eta \cdot \frac{r_0 \cdot \text{day}^2 \cdot P_m(t, z) \cdot z \cdot \tan(\theta_{jp}) \cdot |\tau(t)|}{M_j} \cdot e_n(t)$$

$$D(t, y) := \text{stack} \left[\begin{pmatrix} a_w(t, y_5) \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a_w(t, y_5) \\ 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a_w(t, y_5) \\ 2 \end{pmatrix} \right], \begin{pmatrix} y_0 & y_1 & y_2 \end{pmatrix}^T$$

$$x := \text{Rkadapt}(X0, t_{bz}, t2, nb, D) \quad n := \text{rows}(x) - 1 \quad v_1 := \text{submatrix}(x^T, 1, 3, n, n)$$

$$x := \text{stack}(x_0, \text{submatrix}(x, 0, nb, 0, 6))$$

$$\text{Spv}^{(j)} := \text{cspline}(x^{(0)}, x^{(j+1)}) \quad v(t) := \begin{pmatrix} \text{interp}(\text{Spv}^{(0)}, x^{(0)}, x^{(1)}, t) \\ \text{interp}(\text{Spv}^{(1)}, x^{(0)}, x^{(2)}, t) \\ \text{interp}(\text{Spv}^{(2)}, x^{(0)}, x^{(3)}, t) \end{pmatrix}$$

$$x := \text{augment}(\text{submatrix}(x, 0, nb + nb_{br}, 0, 0), \text{submatrix}(x, 0, nb + nb_{br}, 4, 6))$$

$$z := \text{track}(ef, x) \quad \Delta x_2 := x^{(2)} \cdot 1000 \div \text{dsc} \quad \Delta x_3 := \frac{108}{ax1} (x^{(3)} - x^{(3)}) \cdot 1000 \div \text{dsc}$$

$$\underline{nb} := nb + nb_{br} \quad x1 := \text{submatrix}(x, nb, 1, 0, 3) \quad x := \text{stack}(-x1, x)$$

xt := trackd(ef, z, T)

$$\begin{aligned} \text{Sp}^{\langle j \rangle} &:= \text{cspline} \left[x^{\langle 0 \rangle}, x^{\langle j+1 \rangle} \right] \\ \text{aw}(t) &:= a_w \left[t, X(t)_2 \right] \\ X(t) &:= \begin{pmatrix} \text{interp Sp}^{\langle 0 \rangle}, x^{\langle 0 \rangle}, x^{\langle 1 \rangle}, t \\ \text{interp Sp}^{\langle 1 \rangle}, x^{\langle 0 \rangle}, x^{\langle 2 \rangle}, t \\ \text{interp Sp}^{\langle 2 \rangle}, x^{\langle 0 \rangle}, x^{\langle 3 \rangle}, t \end{pmatrix} \\ \text{Sp}\tau^{\langle j \rangle} &:= \text{cspline} \left[x_t^{\langle 0 \rangle}, x_t^{\langle j+1 \rangle} \right] \end{aligned}$$

functional components of acceleration, their relative magnituge (on graph)

$$\begin{aligned} \text{acw}(t) &:= \text{ac}_w \left[t, X(t)_2 \right] & t_f &:= 2l \\ \left| \text{aw} \left[t_f \right] \right| &= \blacksquare & \text{acw} \left[t_f \right] &= \blacksquare \end{aligned}$$

$$f_r(t) := \left[X(t)_2 \right]^{1-n_T \cdot 4 \div 3} \quad f_e(t) := \exp \left[\frac{- \left[X(t)_2 - z_1 \right]^{4 \div 3}}{\lambda_1} \right] \quad n_T = 1.5$$

kinematic model accounting acceleration or locus of jet on the sky (r_{orb})

$$\begin{aligned} a_f \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right] &:= \text{if} \left[t \geq t_{bz}, a_0 \left[X(t)_2 \right]^p \cdot \left| \tau(t) \right| \cdot \left[v(t)_2 \cdot \exp \left[\frac{- \left[X(t)_2 \right]^{4 \div 3}}{r_0} \right] \right], 0 \right] \\ v_{cc} \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right] &:= \begin{pmatrix} \int_0^t a_f \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right] \cdot e_n(t)_0 \, dt \\ \int_0^t a_f \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right] \cdot e_n(t)_1 \, dt \\ \int_0^t a_f \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right] \cdot e_n(t)_2 \, dt + v_j \end{pmatrix} \\ \psi(t) &:= \text{ef}_4 \cdot \left| \text{ef}_0 - \text{ef}_2 - t \right| \\ \theta &:= \text{ef}_6 \\ A(\psi, \theta) &:= \text{OZ}(\psi) \cdot \text{OY}(\theta) \\ c_n &:= c \cdot \text{day} \div r_0 \end{aligned}$$

$$v_{ob} \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right] := A_0 \cdot A(\psi(t), \theta) \cdot v_{cc} \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right]$$

$$r_{ob} \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right] := \begin{pmatrix} \int_0^t v_{ob} \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right]_1 \div \left(1 - v_{ob} \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right]_0 \div c_n \right) dt \\ \int_0^t v_{ob} \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right]_2 \div \left(1 - v_{ob} \left[t, t_{bz}, a, p, r_0 \right]_0 \div c_n \right) dt \end{pmatrix}$$

