

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ИЗВЕСТИЯ
ГЛАВНОЙ
АСТРОНОМИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ
В ПУЛКОВЕ**

№ 222

**ТРУДЫ
V Пулковской молодежной
астрономической конференции**

9 – 11 июня 2014 года

Санкт-Петербург
2015

Редакционная коллегия:

Член-корр. РАН **А.В. Степанов** (ответственный редактор)

член-корреспондент РАН **В.К. Абалакин**
доктор физ.-мат. наук **А.Т. Байкова**
кандидат физ.-мат. наук **Т.П. Борисевич** (ответственный секретарь)
доктор физ.-мат. наук **Ю.Н. Гнедин**
кандидат физ.-мат. наук **А.В. Девяткин**
доктор физ.-мат. наук **Р.Н. Ихсанов**
доктор физ.-мат. наук **Ю.А. Наговицын**
доктор физ.-мат. наук **А.А. Соловьев**

Зав. редакцией **Е.Л. Терёхина**

Издание осуществлено с оригинала, подготовленного к печати
Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН

ИЗВЕСТИЯ
ГЛАВНОЙ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
В ПУЛКОВЕ
№ 222
Труды V Пулковской молодежной
астрономической конференции

Утверждено к печати
Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН

Компьютерная верстка оригинал-макета Е.Л. Терёхиной

ISBN

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2015

СОДЕРЖАНИЕ

Байдин А.Э. Изучение точности спекл-интерферометрических измерений двойных звёзд	5
Белова О.М., Морченко Е.С. Роль металлов в охлаждении газа за фронтом ударной волны в атмосферах холодных звёзд	11
Боруха М.А. Влияние второй гармоники геопотенциала на долготу восходящего узла орбиты спутника GPS	15
Вертоградов В.Д. Геодезические для частиц с отрицательной энергией в метрике Керра	19
Гирдюк А. Модель гравитационной задержки сигнала в РСДБ	23
Громов А.О., Никифоров И.И. Модель Галактики с квази-изотермическим потенциалом	31
Зотов Л.В., Сидоренков Н.С., Бизуар К. О движениях Луны как возможном климатообразующем факторе	41
Карпова А., Даниленко А., Шибанов Ю., Штернин П., Зюзин Д. Тепловое излучение пульсара среднего возраста J1741-2054	49
Ким В.Ю., Ихсанов Н.Р. Образование одиночных рентгеновских пульсаров с аномально долгим периодом	55
Клименко В.В., Балашев С.А., Иванчик А.В., Варшалович Д.А. Эффект неполного покрытия эмиссионных областей квазара облаками молекулярного водорода	63
Леонов В.А., Комарова Е.С. Вычисление координат радиантов индивидуальных метеоров геометрическим методом по данным односторонних наблюдений	71
Raronyan G.M., Mickaelian A.M. Multiwavelength investigation of X-ray selected AGN (homogeneous catalogue X-ray AGN)	77
Расулова А.М. Свойства геодезических в метрике Керра и их сопоставление с физическими процессами вблизи черных дыр	91
Рыспаева Е.Б., Кириченко А.Ю., Шибанов Ю.А., Павлов Г.Г., Каргальцев О.Ю., Дурант М. Поиск излучения гамма-пульсара J2021+3651 в оптическом диапазоне с помощью GTC	99

Соков Е.Н.

Поиск и исследование экзопланет на основе метода Transit Timing Variations (TTV). Создание международного наблюдательного проекта по поиску экзопланет методом TTV 107

Хохлов Г.А., Толбин С.В.

История Пулковской обсерватории в картах, планах и фотографиях 115

Ясько П.П.

Новые близкие к периодическим орбиты в общей задаче трех тел 125

Список авторов 134

ИЗУЧЕНИЕ ТОЧНОСТИ СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ДВОЙНЫХ ЗВЁЗД

Байдин А.Э.

Ярославский государственный медицинский университет

В работе изучаются данные четвёртого интерферометрического каталога [1]. Предложен метод оценки точности отдельно взятых инструментов. Ранее точность оценивалась по среднеквадратичным отклонениям [2–5], при определении орбит использовались все имеющиеся данные. Для получения объективных результатов необходимо было согласовывать веса наблюдений. Эту задачу можно решить только приближённо, и в случае заметных несоответствий весов среднеквадратичные отклонения отличаются от ошибок измерений. Например, Дуглас и Уорли [4] получили для спекл-интерферометрии среднеквадратичные ошибки позиционного угла и разделения $\sigma_{\rho\Delta\theta} = \sigma_{\Delta\rho} = 0''.02$, если орбиты определять по всей совокупности данных, $\sigma_{\rho\Delta\theta} = 0''.004$ и $\sigma_{\Delta\rho} = 0''.005$, если определять орбиты только по данным спекл-интерферометрии.

В настоящее время в четвёртом интерферометрическом каталоге [1] собрано большое количество наблюдений двойных звезд с периодом обращения ~ 10 лет. Появляется возможность определять элементы орбит по наблюдениям отдельно взятых исследователей или совместно работающих групп и, как следствие, оценить точность инструмента независимо от других техник измерений. Преимущество этого подхода в том, что при определении элементов орбит не требуется задавать веса наблюдениям, но появляется новая трудность: малое количество данных. Чем меньше наблюдений используется для определения элементов орбит, тем больше различия между среднеквадратичными ошибками измерений и среднеквадратичными отклонениями ($\sigma - c$). Поэтому для оценки точности измерений по среднеквадратичным отклонениям необходимо ввести поправки на малое количество наблюдений.

В работе изучается точность наблюдений отдельно выбранных исследователей: 1) CHARA speckle [1]; 2) выполненные на БТА [1, 6]; 3) полученные Хорчем и др. [1, 7]. План проводимых исследований следующий: 1) изучить с помощью численных экспериментов с эталонными данными, как количество наблюдений влияет на величину среднеквадратичного отклонения, определить поправки на малое количество наблюдений; 2) подобрать звёзды, орбиты которых можно определить по данным выбранных групп исследователей; 3) вычислить орбиты и найти среднеквадратичные отклонения; 4) используя результаты численных экспериментов, уточнить значения погрешностей инструментов.

Численные эксперименты с эталонными данными

Производится сравнение среднеквадратичных отклонений ($\bar{S}_{\rho\Delta\theta}$ и $\bar{S}_{\Delta\rho}$), полученных по 1000 орбит, со стандартным отклонением (σ) добавляемых в эталонные данные ошибок. Изучаются зависимости \bar{S} (данное обозначение в работе используется, когда речь идёт об обеих величинах: $\bar{S}_{\rho\Delta\theta}$ и $\bar{S}_{\Delta\rho}$) от числа наблюдений, значения σ и длины дуги, охваченной наблюдениями

$$\bar{S} = f_1(N), \quad \bar{S} = f_2(\sigma) \quad \text{и} \quad \bar{S} = f_3(\theta_N - \theta_1). \quad (1)$$

Все численные эксперименты проводились по общей схеме, состоящей из последовательного выполнения следующих программ:

1. Генерирует случайно элементы орбит для 1000 объектов и записывает их в текстовый файл. В работе три величины были постоянны ($P = 360$ лет, $a = 1''$, $T_p = 2000$ лет), так как они не изменяют форму орбиты, другие брались случайно из интервалов: $i \in [20^\circ, 70^\circ]$, $\Omega \in [0^\circ, 180^\circ)$, $e \in [0.2, 0.7]$, $\omega \in [0^\circ, 360^\circ)$. Для эксцентриситета и наклона выбраны области изменения, обеспечивающие хорошую сходимость методу дифференциальных поправок.

2. Обращается к файлу с элементами орбит, используя их, вычисляет эталонные наблюдения: 1000 объектов, для каждого из них N относительных положений, равномерно покрывающих дугу.

3. Добавляет к точным данным ошибки, подчинённые нормальному распределению. Ошибки добавляются к декартовым координатам, величина стандартного отклонения ошибок (σ) может изменяться, используется заранее подготовленный текстовый файл, в котором сгенерировано 100 тысяч значений случайной величины, подчинённой стандартному нормальному распределению.

4. По полученным наблюдениям методом дифференциальных поправок [8] определяет элементы 1000 орбит и находит значения среднеквадратичных отклонений ($\bar{S}_{\rho\Delta\theta}$ и $\bar{S}_{\Delta\rho}$) с помощью следующих формул

$$\bar{S}_{\rho\Delta\theta} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_{st}} \sum_{j=1}^N (\rho_{cal(ij)} (\theta_{obs(ij)} - \theta_{cal(ij)}))^2}{N_{st} N}} \quad \text{и} \quad \bar{S}_{\Delta\rho} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_{st}} \sum_{j=1}^N (\rho_{obs(ij)} - \rho_{cal(ij)})^2}{N_{st} N}}, \quad (2)$$

где N_{st} – количество обрабатываемых эталонных объектов (звёзд), во всех экспериментах их 1000, N – количество относительных положений, используемых для определения элементов орбиты отдельного взятого объекта, $\theta_{obs(ij)}$ и $\rho_{obs(ij)}$ – координаты, посредством которых определялись элементы орбиты, $\theta_{cal(ij)}$ и $\rho_{cal(ij)}$ – вычисленные относительные положения.

Таблица 1. Влияние количества наблюдений на среднеквадратичные отклонения

N	эталонные		диф. попр.		N	эталонные		диф. попр.	
	$\bar{S}_{\rho\Delta\theta}$, "	$\bar{S}_{\Delta\rho}$, "	$\bar{S}_{\rho\Delta\theta}$, "	$\bar{S}_{\Delta\rho}$, "		$\bar{S}_{\rho\Delta\theta}$, "	$\bar{S}_{\Delta\rho}$, "	$\bar{S}_{\rho\Delta\theta}$, "	$\bar{S}_{\Delta\rho}$, "
4	0.01009	0.00994	0.00219	0.00470	10	0.01010	0.01001	0.00766	0.00852
5	0.00998	0.01015	0.00412	0.00666	15	0.01004	0.00999	0.00851	0.00900
6	0.01021	0.00999	0.00540	0.00732	20	0.01006	0.00992	0.00893	0.00918
7	0.01002	0.01011	0.00621	0.00788	30	0.00995	0.01003	0.00923	0.00953
8	0.01020	0.00999	0.00689	0.00817	40	0.00999	0.01000	0.00946	0.00962
9	0.01021	0.00993	0.00739	0.00835	50	0.00998	0.01001	0.00956	0.00971

Результаты численного эксперимента, в котором изучались зависимости $\bar{S}_{\rho\Delta\theta} = f_{1\theta}(N)$ и $\bar{S}_{\Delta\rho} = f_{1\rho}(N)$, представлены в табл. 1. Было сгенерировано 12 тыс. орбит: по тысяче для каждого значения количества наблюдений N . До введения ошибок наблюдениями был охвачен один оборот, величина стандартного отклонения добавляемых ошибок $\sigma = 0''.01$. Среднеквадратичные отклонения определялись по сгенерированным ранее элементам орбиты (обозначено эталонные) и по элементам орбиты, полученным методом дифференциальных поправок. В случае с эталонными элементами орбиты отклонения от внесённой ошибки ($\sigma = 0''.01$) объясняются случайными факторами. После обработки методом дифференциальных поправок среднеквадратичные от-

клонения уменьшаются, особенно это заметно в случае малого числа наблюдений. Полученную закономерность необходимо учитывать не только при изучении точности измерений по среднеквадратичным отклонениям, но и при использовании правила 3σ для исключения наблюдений. Также доказано, что $\bar{S}_{\rho\Delta\theta} < \bar{S}_{\Delta\rho}$, это характерно для случая на одном обороте, при других значениях длины дуги знак неравенства может измениться.

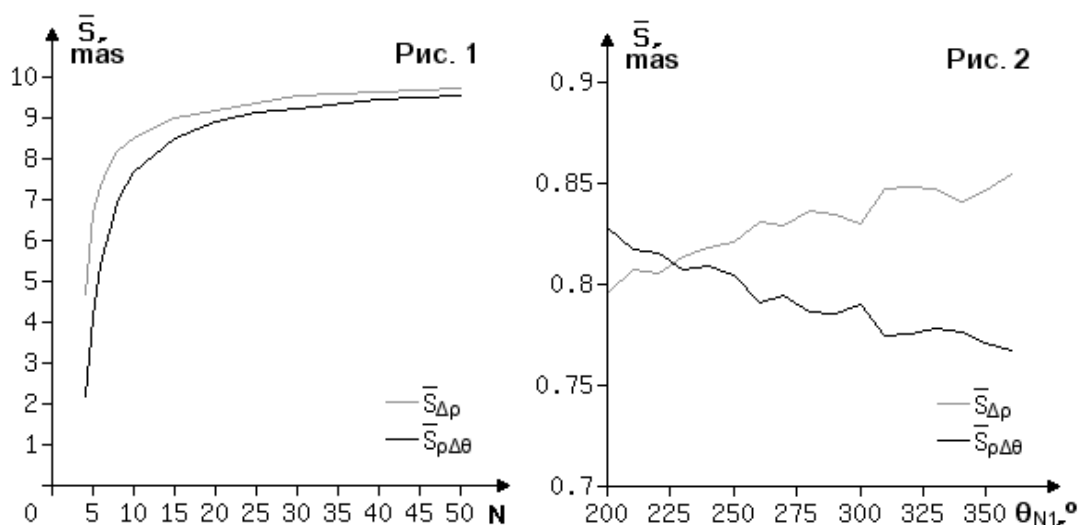
На рис. 1 представлены зависимости среднеквадратичных отклонений от числа наблюдений, построенные по значениям из табл. 1. С ростом количества наблюдений значения $\bar{S}_{\Delta\rho}$ и $\bar{S}_{\rho\Delta\theta}$ приближаются к значению стандартного отклонения σ , а с уменьшением – всё больше отличаются друг от друга.

В случае зависимости $\bar{S} = f_2(\sigma)$ при постоянстве числа наблюдений на одном обороте отношение $\bar{S}/\sigma = const$. Едва заметные отклонения от равенства получены только для малого количества наблюдений (данные для 5 наблюдений представлены в табл. 2). Очевидно, что при работе с реальными объектами закономерности, связанные с изменением σ , можно не учитывать.

Таблица 2. Влияние погрешностей наблюдений на среднеквадратичные отклонения

$\sigma, ''$	0.0001	0.001	0.005	0.01	0.015	0.02
$\bar{S}_{\rho\Delta\theta}/\sigma$	0.4118	0.4119	0.4121	0.4124	0.4127	0.4132
$\bar{S}_{\Delta\rho}/\sigma$	0.6668	0.6667	0.6666	0.6663	0.6660	0.6657

При рассмотрении зависимости среднеквадратичного отклонения от длины дуги, охваченной наблюдениями, обнаружено, что с уменьшением длины дуги значения среднеквадратичных отклонений выравниваются ($\bar{S}_{\rho\Delta\theta} \approx \bar{S}_{\Delta\rho}$). На рис. 2 представлены зависимости $\bar{S}_{\rho\Delta\theta} = f_{3\theta}(\theta_{N1})$ и $\bar{S}_{\Delta\rho} = f_{3\rho}(\theta_{N1})$ ($\theta_{N1} = \theta_N - \theta_1$), построенные для 10 наблюдений. Величина стандартного отклонения добавляемых ошибок ($\sigma = 0''.001$) уменьшена в сравнении с первым экспериментом (рис. 1) для повышения сходимости метода дифференциальных поправок. Из графиков рис. 2 следует, что значения $\bar{S}_{\rho\Delta\theta}$ и $\bar{S}_{\Delta\rho}$ зависят от распределения наблюдений на дуге.



Используя результаты численных экспериментов, можно найти поправку на малое количество наблюдений. Согласно изученной зависимости $\bar{S} = f_2(\sigma)$, величина поправки одинакова при различной погрешности наблюдений, если $\sigma \ll \rho$. Зависимости рис. 2 показывают, что среднеквадратичные отклонения, полученные по 1000 орбит, для позиционного угла и разделения различны и определяются распределением наблюдений на дуге, однако величина $\bar{S} = \sqrt{(\bar{S}_{\rho\Delta\theta}^2 + \bar{S}_{\Delta\rho}^2)}/2$ остаётся постоянной. Это позволяет принять положение, упрощающее дальнейшее использование поправок: $\bar{S}_{\rho\Delta\theta} \approx \bar{S}$ и $\bar{S}_{\Delta\rho} \approx \bar{S}$. Полагая, что поправки для позиционного угла и разделения одинаковы и не зависят от длины дуги, охваченной наблюдениями, по данным табл. 1 вычислим коэффициент σ/\bar{S} , который в дальнейшем можно использовать в качестве поправки для определения точности наблюдательного однородного ряда.

$$\sigma/\bar{S} = \frac{0.01\sqrt{2}}{\sqrt{\bar{S}_{\rho\Delta\theta}^2 + \bar{S}_{\Delta\rho}^2}}. \quad (3)$$

Значения поправок σ/\bar{S} представлены в табл. 3. Для остальных точек они определялись приближенно в соответствии с функциональной зависимостью. Если $N > 50$, поправка $\sigma/\bar{S} = 1.03$, таких звёзд в работе было немного: WDS 04184+2135, 09006+4147, 12199-0040, 15278+2906, 20375+1436. Более 50 наблюдений накоплено только программой CHARA.

Таблица 3. Поправки на малое количество наблюдений

N	4	5	6	7	8	9	10	15	20	30	40	50
σ/\bar{S}	2.73	1.81	1.55	1.41	1.32	1.27	1.23	1.14	1.10	1.07	1.05	1.04

Обработка данных четвёртого интерферометрического каталога

Изучалась точность измерений, полученных следующими исследовательскими группами: 1) CHARA speckle (Sc – McA, Hrt, Msn), наблюдения проводились более 20 лет, в основном, в 80-х и 90-х годах; 2) БТА (Bag и др.), взят весь период по настоящее время, более 30 лет; 3) Хорч и др. (Hor), начиная с середины 90-х годов.

Для пояснения выполняемых расчётов рассмотрим элементы орбиты ADS 490, вычисленные по наблюдениям отдельно взятых исследователей (табл. 4а и 4б). Наблюдения Токовина (Tok) не покрывают целый оборот, орбита определялась по дуге 220° . При статистическом анализе данных четвёртого интерферометрического каталога наблюдения Tok не изучались, так как они на данный момент охватывают недостаточный промежуток времени, по звезде ADS 490 (табл. 4б) можно предположить, что их точность приближается к точности современных звёздных интерферометров [9]. В нижней строке табл. 4а представлен результат из шестого каталога орбит [10].

Таблица 4а. Элементы орбиты ADS 490

	P , год	a , "	i , °	Ω , °	T_p , год	e	ω , °
Sc	6.903	0.240	49.2	148.0	2000.98	0.766	284.4
Hor	6.922	0.232	45.3	155.3	2001.01	0.750	280.9
Tok	6.740	0.238	49.1	145.3	2001.12	0.772	285.25
bcat	6.89	0.241	49.4	149.0	2000.98	0.773	283.8

Среднеквадратичные отклонения с учётом поправок на малое количество наблюдений ($S_{\rho\Delta\theta}^*$, $S_{\Delta\rho}^*$) в табл. 4б определялись по формулам

$$S_{\rho\Delta\theta}^* = S_{\rho\Delta\theta} * (\sigma/\bar{S}) \text{ и } S_{\Delta\rho}^* = S_{\Delta\rho} * (\sigma/\bar{S}) \quad (4)$$

Таблица 4б. Сравнение точности рядов наблюдений для звезды ADS 490

	N_{obs}	$N_{3\sigma}$	$\bar{\rho}$, "	$S_{\rho\Delta\theta}$, "	$S_{\Delta\rho}$, "	σ/\bar{S}	$S_{\rho\Delta\theta}^*$, "	$S_{\Delta\rho}^*$, "
Sc	46	2	0.241	0.0048	0.0036	1.05	0.0050	0.0038
Hor	15	1	0.218	0.0055	0.0049	1.15	0.0063	0.0056
Tok	10	0	0.183	0.00085	0.00036	1.23	0.00105	0.00044

Так как наблюдений Токовина не много, то поправка велика, в случае CHARA speckle она незначительна.

В табл. 5 представлены результаты обработки всей совокупности выбранных звёзд. Использовались следующие обозначения: N_{st} – количество обработанных звёзд, N_{obs} – общее число наблюдений, $N_{3\sigma}$ – количество наблюдений, исключённых правилом 3σ , $\bar{\rho}$ – средняя величина разделения, $\sigma_{\rho\Delta\theta}$, $\sigma_{\Delta\rho}$ – среднеквадратичные отклонения, вычисленные по используемым для определения орбит наблюдениям (их количество $N_{\text{obs}} - N_{3\sigma}$), $\sigma_{\rho\Delta\theta}^*$, $\sigma_{\Delta\rho}^*$ – среднеквадратичные отклонения с учётом поправок на малое количество наблюдений. Среднеквадратичные отклонения без учёта и с учётом поправок определялись по следующим формулам:

$$\sigma_{\rho\Delta\theta} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{st}}} S_{\rho\Delta\theta(i)}^2 (N_{\text{obs}(i)} - N_{3\sigma(i)})}{N_{\text{obs}} - N_{3\sigma}}} \text{ и } \sigma_{\rho\Delta\theta}^* = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{st}}} S_{\rho\Delta\theta(i)}^{*2} (N_{\text{obs}(i)} - N_{3\sigma(i)})}{N_{\text{obs}} - N_{3\sigma}}}, \quad (5)$$

где $S_{\rho\Delta\theta(i)}$ – среднеквадратичное отклонение для i -ой звезды, $S_{\rho\Delta\theta(i)}^* = S_{\rho\Delta\theta(i)} * (\sigma/\bar{S})_{(i)}$ – среднеквадратичное отклонение с учётом малого количества наблюдений, $(\sigma/\bar{S})_{(i)}$ – поправка для i -ой звезды. Для $\sigma_{\Delta\rho}$ и $\sigma_{\Delta\rho}^*$ выражения аналогичны (5).

Таблица 5. Погрешности измерений

	N_{st}	N_{obs}	$N_{3\sigma}$	$\bar{\rho}$, "	$\sigma_{\rho\Delta\theta}$, mas	$\sigma_{\Delta\rho}$, mas	$\sigma_{\rho\Delta\theta}^*$, mas	$\sigma_{\Delta\rho}^*$, mas
Sc	97	2454	71	0.168	3.38	4.37	3.69	4.76
БТА	40	463	7	0.130	2.86	2.08	3.60	2.59
Hor	32	458	5	0.154	3.34	2.87	3.80	3.33

Наблюдения Sc и Hor производились на разных инструментах, их веса в работе приняты равными. Данные с пониженной точностью, обозначенные в четвёртом интерферометрическом каталоге “:”, исключались из расчётов. Исходя из значений среднеквадратичных отклонений (табл. 5), точность спекл-интерферометрических измерений БТА несколько выше, чем у других изучаемых в работе инструментов. Если не вносить поправки на малое количество наблюдений, то для БТА получаем завышение точности (весов наблюдений) ~25%, Hor ~15%, CHARA speckle ~10%.

Заключение

В работе предложен новый метод оценки точности наблюдений двойных звёзд. С помощью численных экспериментов были доказаны следующие утверждения: 1) среднеквадратичные отклонения, полученные по 1000 орбит, меньше стандартных отклонений добавляемых ошибок; 2) с уменьшением количества наблюдений величина среднеквадратичного отклонения уменьшается независимо от величины ошибок измерений; 3) отношение \bar{S}/σ остаётся постоянным при изменении σ , если выполняется условие: $\sigma \ll \rho$; 4) значения $\bar{S}_{\rho\Delta\theta}$ и $\bar{S}_{\Delta\rho}$ зависят от длины дуги, охваченной наблюдениями, но величина $\bar{S} = \sqrt{(\bar{S}_{\rho\Delta\theta}^2 + \bar{S}_{\Delta\rho}^2)}/2$ остаётся постоянной. Первые два утверждения говорят о необходимости введения поправок на малое количество наблюдений, последние два делают их удобными для применения: величина поправок определяется только количеством наблюдений, не зависит от охваченной ими длины дуги и точности инструментов. В качестве примера изучены данные CHARA speckle (Sc – McA, Hrt, Msn), БТА (Bag и др.) и полученные Хорчем (Horch).

Литература

1. *Hartkopf W.I., Mason B.D., Wycoff G.L., McAlister H.A.* Fourth Catalog of Interferometric Measurements of Binary Stars (Washington: U.S. Nav. Obs., <http://ad.usno.navy.mil/wds/int4.html>, 2014).
2. *Pannunzio R., Zappala V., Massone G., Morbidelli R.* *Astron. Astrophys.* **166**, 337 (1986).
3. *Pannunzio R., Massone G., Morbidelli R.* *Astron. Astrophys.* **203**, 388 (1988).
4. *Douglass G.G., Worley C.E.* *IAU Colloquium* **135**, 311 (1992).
5. *Hartkopf W.I., Mason B.D., Worley C.E.* *Astron. J.* **122**, 3472 (2001).
6. *Максимов А.Ф., Балега Ю.Ю., Бекман У. и др.* Спекл-интерферометр 6-м телескопа БТА (Spec. Astrophys. Observatory: Preprint No.182, 2003).
7. *Horch E., et al.* *Astron. J.* **117**, 548 (1999).
8. *Субботин М.Ф.* Введение в теоретическую астрономию (М.: Наука, 1968).
9. *Lane B.F., Muterspaugh M.W.* *Astrophys. J.* **601**, 1129 (2004).
10. *Hartkopf W.I., Mason B.D.* Sixth Catalog of Orbits of Visual Binary Stars (Washington: U.S. Nav. Obs., <http://ad.usno.navy.mil/wds/orb6.html>, 2014).

EVALUATION OF ACCURACY OF SPECKLE INTERFEROMETRIC MEASUREMENTS OF BINARY STARS

Baidin A.E.

Yaroslavl State Medical University

The set of numerical experiments with real and reference data is done. Following problems are investigated: 1) dependence of root-mean-square error on quantity of observations; 2) an estimation of accuracy speckle-interferometric Big Azimuthal Telescope and CHARA observations.

РОЛЬ МЕТАЛЛОВ В ОХЛАЖДЕНИИ ГАЗА ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В АТМОСФЕРАХ ХОЛОДНЫХ ЗВЁЗД

Белова О.М., Морченко Е.С.

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

1. Введение

В спектрах холодных звёзд некоторых типов наблюдаются эмиссионные линии водорода и металлов. В этой статье при обсуждении источника эмиссии в линиях мы ограничимся гидродинамическими механизмами. Один из них – ударные волны (УВ), которые могут генерироваться потоками ускоренных заряженных частиц в модели вспышки Костюк-Пикельнера [1], либо могут быть следствием «опрокидывания» волны, образованной пульсацией звёзд типа Миры Кита.

В пионерской работе Пикельнера [2] показано, что в условиях разреженного газа МЗС при скорости УВ меньше 100 км/с сильно нагретый частично ионизованный позади фронта водород является доминирующим охладителем за счёт излучения в линиях лаймановской серии. Наиболее полно высвечивание УВ в чисто водородной среде рассмотрено в работе [3] для условий разреженной атмосферы холодной звезды.

При доминировании водорода возникает проблема объяснения наблюдаемого богатства эмиссионных линий металлов, светимость которых зачастую выше светимости бальмеровской серии водорода. Например, в статьях [4] и [5] приведены данные о свечении атомов магния, кремния, железа, марганца и, возможно, кобальта, а также первых ионов магния, железа, и, возможно, титана в спектрах шести долгопериодических переменных типа Миры Кита кислородного типа (RR Sco, R Aql, R Car, R Leo, S Scl и R Nu). Наблюдаются главным образом разрешённые переходы, но иногда присутствуют следы запрещённых линий (FeII). В отношении dMe звёзд укажем на работу [6], в которой сообщается о появлении многочисленных линий Fe I и Fe II в диапазоне длин волн 5200–5400 Å, а также линии Mg II 4481 Å на стадии угасания мощной вспышки UV Cet (dM5.6e) 8.9.79.

Светимость УВ в частотах спектральной линии определяется темпом охлаждения и, следовательно, малый вклад в охлаждение означает низкую светимость. Путь решения этой проблемы подсказывают графики работы [3], описывающие изменение состояния ионизации водорода по мере высвечивания за фронтом УВ. Из них следует, что оптическая глубина в частотах резонансных переходов очень велика. Поэтому излучение в линиях лаймановской серии водорода оказывается запертым внутри области высвечивания, и значительная доля энергии излучения возвращается газу при деактивации электронным ударом. Этот механизм ослабления линий значительно меньше действует в металлах, *пропорционально их обилию*. Таким образом, именно большое содержание водорода может ослабить его вклад в охлаждение.

В статье [7] было показано, что простым и удобным критерием для оценки роли возврата энергии электронам при ударной деактивации служит безразмерное отношение

$$\Omega_{21} = \frac{q_{21} N_e}{A_{21}^*}, \quad (1)$$

где q_{21} – коэффициент деактивации, N_e – электронная плотность, A_{21}^* – эффективная вероятность спонтанного перехода: $A_{21}^* = A_{21} \cdot \theta_{12}$, где θ_{12} – соответствующая вероят-

ность выхода кванта. Здесь индексом «1» обозначен основной уровень, индексом «2» – возбуждённый.

В условиях МЗС параметр Ω_{21} мал, поэтому в охлаждении доминирует водород. Напротив, в случае атмосферы холодной звезды электронная плотность лежит в диапазонах $10^8 \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (мириды), $10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (звёзды типа UV Кита), и параметр $\Omega_{21} \gg 1$.

2. Вероятность выхода кванта

Учёт рассеяний в частотах дискретных переходов мы будем выполнять в приближении Соболева-Бибермана-Холстейна [8]. Согласно [9] вероятность выхода кванта за пределы однородной плазмы без поглощения в случае полупространства

$$\theta(x) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} a_\nu E_2(k_\nu x) d\nu. \quad (2)$$

Здесь a_ν – профиль спектральной линии, E_2 – вторая интегральная показательная функция, k_ν – коэффициент поглощения в спектральной линии.

В условиях атмосфер звёзд типа Миры Кита профиль спектральной линии атома водорода можно считать доплеровским, поэтому

$$\theta(x) = \frac{1}{4\tau_0 \sqrt{\pi} \times \text{In}(\tau_0)}, \quad (3)$$

$$\tau_0 = k_0 x \gg 1,$$

где τ_0 – оптическая глубина в центре линии.

В случае dMe звёзд существенную роль в формировании крыльев спектральных линий атома водорода, наблюдаемых во время вспышки, играет линейный эффект Штарка [10]. При этом *профиль* спектральной линии определяется совместным действием радиационного затухания, эффекта Доплера и эффектов давления.

Следуя монографии [11], мы будем описывать профиль резонансной линии атома водорода в рамках простой модели: «доплеровское ядро» и «штарковские крылья». Строгое обоснование применимости данного приближения в случае вспышек на dMe звёздах, основанное на прямой аналогии с контуром Фойгта, можно найти в статье [12].

Приведём итоговую формулу для вероятности выхода кванта, полученную в рамках асимптотической теории ППЧ

$$\theta_{L_\alpha}(x) \approx 0.311 \left(\frac{B_{12} E_0}{\Delta \omega_D^{L_\alpha}} \right)^{3/5} \frac{1}{(\tau_0^D)^{3/5}}. \quad (4)$$

Здесь мы использовали стандартные обозначения, принятые в теории уширения спектральных линий: $B_{12} E_0$ – штарковская полуширина (переход $1 \rightarrow 2$), $\Delta \omega_D^{L_\alpha}$ – соответствующая доплеровская полуширина. Условием применимости формулы (4) служит неравенство

$$\left(\frac{B_{12} E_0}{\Delta \omega_D^{L_\alpha}} \right)^{3/2} \ll 1. \quad (5)$$

Видно, что при $\tau_0^D \gg 1$ число рассеяний в линии L_α велико, поэтому водород оказывается «заперт».

3. Результаты численных расчётов

Основную роль в охлаждении газа за фронтом УВ в атмосфере звезды типа Миры Кита играют водород, углерод, магний и железо. Вклад остальных элементов — азота, кислорода, кремния и серы — в 5–10 раз меньше. Водород доминирует в начальной стадии высвечивания, но затем его вклад сравнивается с вкладом других элементов.

На рис. 1 приведен относительный вклад водорода в скорость охлаждения как функция степени высвечивания $\delta = 1 - \frac{S}{S_1}$. Здесь S_1 — тепловая энергия газа на вязком скачке, S — величина тепловой энергии во время высвечивания. Величины S и S_1 нормированы на полное число всех ионов и атомов учитываемых химических элементов. По вертикальной оси отложен десятичный логарифм величины η_H — относительного вклада водорода в полную функцию охлаждения.

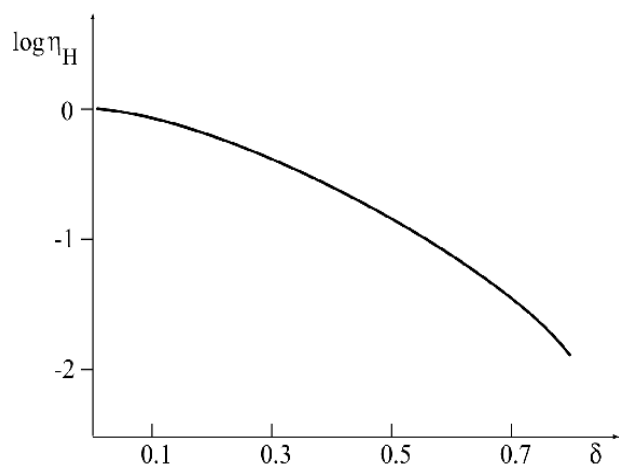


Рис. 1.

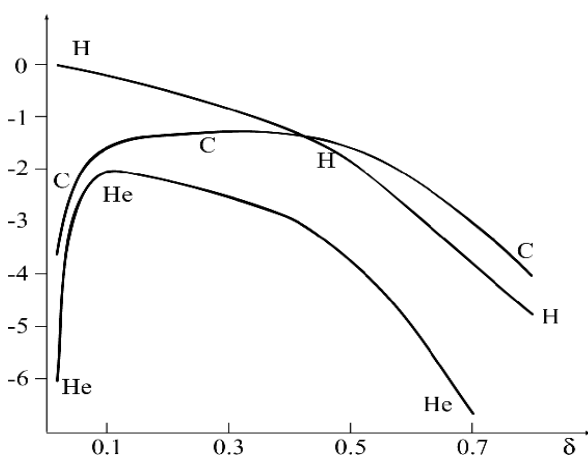


Рис. 2.

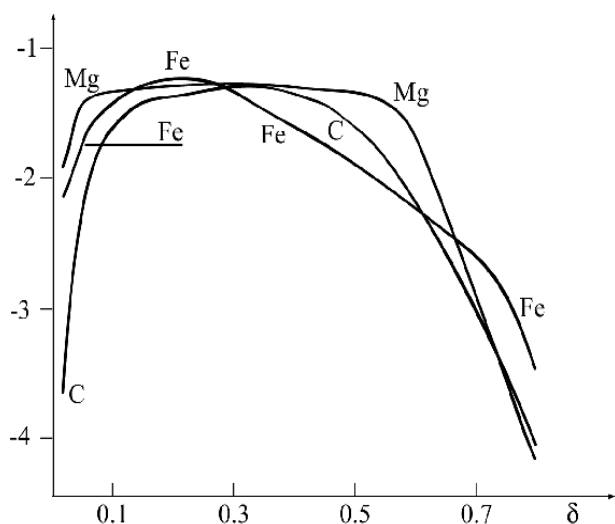


Рис. 3.

Из графика видно, что вклад металлов становится заметен, когда потери энергии достигают 15–20% (подробнее см. работу [7]).

На рис. 2 и 3 приведены графики вклада в скорость охлаждения каждого элемента (по вертикальной оси отложен десятичный логарифм величины). Данные графики показывают, что во всём рассматриваемом диапазоне изменения электронной температуры $T_e \sim 1 \div 3.5$ эВ вклады основных охладителей сопоставимы по порядку величины.

4. Заключение

В условиях атмосфер холодных звёзд нестационарное охлаждение газа позади фронта УВ примерно на 30% определяется водородом и на 70% - водородом вкуче с углеродом, магнием и железом. Этот факт является следствием двух основных причин. Во-первых, из-за относительно высокой плотности газа (больше 10^{12} см^{-3}) излучение в линиях лаймановской серии атома водорода «заперто». Вследствие этого наружу выходит лишь доля процента энергии, затрачиваемой электронами на возбуждение, а её большая часть возвращается газу при ударной деактивации. Вторым фактором является не слишком высокая температура электронов. Даже в максимуме она остаётся около 3.5 эВ, а высвечивание происходит, в основном, при более низких значениях электронной температуры. Высокая энергия возбуждения атома водорода ещё примерно на 1.5–2 порядка величины уменьшает эффективность водорода. Охлаждение газа позади фронта, кроме водорода, определяют, по крайней мере, углерод, магний и железо, что должно привести к появлению в спектре УВ многих ярких линий, принадлежащих разным состояниям ионизации разных химических элементов. Таким образом, в модели ударной волны вполне возможно объяснение богатых эмиссионными линиями металлов спектров холодных звёзд, о которых говорилось во введении.

Работа поддержана грантами «Ведущие научные школы» НШ-1675.2014.2 и РФФИ 13-02-00136.

Литература

1. *Н.Д. Костюк, С.Б. Пикельнер*, Астрон. журн. **51**, 1002 (1974).
2. *С.Б. Пикельнер*, Известия КрАО. **12**, 93 (1954).
3. *Yu.A. Fadeyev and D. Gillet*, Astron. and Astrophys. **368**, 901 (2001).
4. *L.A. Wilson*, Astrophys. J. **205**, 172 (1976).
5. *He. Richter and P.R. Wood*, Astron. and Astrophys. **369**, 1027 (2001).
6. *Eric L.E. Eason, M.S. Giampapa, R.R. Radick, et al.*, AJ. 104, **1161** (1992).
7. *О.М. Белова, К.В. Бычков, Е.С. Морченко, Б.А. Низамов*, Астрон. журн. **91**, 745 (2014).
8. *Л.М. Биберман*, ЖЭТФ. **17**, 416 (1947).
9. *Л.М. Биберман, В.С. Воробьёв, И.Т. Якубов*, Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы (М.: Наука, 1982).
10. *В.В. Соболев и В.П. Гринин*, Астрофизика. **38**, 33 (1995).
11. *И.И. Собельман*, Введение в теорию атомных спектров (М.: Физматгиз, 1963).
12. *E.S. Morchenko, K.V. Bychkov, M.A. Livshits*, Ap&SS, 2015, in press.

THE ROLE OF METALS IN COOLING GAS BEHIND SHOCK FRONT IN THE ATMOSPHERES OF COOL STARS

Belova O.M., Morchenko E.S.

Sternberg Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

The influence of various chemical elements on radiative cooling of the gas flowing from a viscous jump is investigated in a model with a stationary shock in the atmosphere of a cool star. A closed system of equations is written for the thermal energy per heavy particle, the electron temperature, and the relative concentrations of elements in all ionization states. In addition to hydrogen and helium, atomic, singly ionized, and doubly ionized carbon, nitrogen, oxygen, sodium, magnesium, aluminum, silicon, sulfur, potassium, calcium, and iron are included, assuming they have their normal cosmic abundances. The high optical depth in Lyman-series lines leads to a return of the thermal energy to electron via secondary collisions. As a result, the contribution of hydrogen to the cooling rate falls to the level of the contribution of metals, mainly carbon, magnesium, and iron. Thus, such shock models is able to explain the presence of bright metal lines in the spectra of cool and solar-type stars.

ВЛИЯНИЕ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ГЕОПОТЕНЦИАЛА НА ДОЛГОТУ ВОСХОДЯЩЕГО УЗЛА ОРБИТЫ СПУТНИКА GPS

Боруха М.А.

СПбГУ

В работе рассматривается вывод уравнения векового возмущения долготы восходящего узла ИСЗ через метод оскулирующих элементов и систему уравнений Лагранжа. Сравниваются теоретические результаты, предвычисленные по полученным формулам, с бортовыми данными со спутника GPS. Делаются выводы о пригодности использования исследуемой теоретической модели.

Разработка теории движения ИСЗ является важной задачей, которая неразрывно связана с теорией гeопотенциала. Исследуя изменения орбит КА в поле тяготения Земли, мы получаем возможность изучать гравитационный потенциал других планет по наблюдениям их спутников. Вторая гармоника гeопотенциала вносит наибольший вклад в возмущения орбит ИСЗ, поэтому изучение ее влияния на орбиту является необходимым для начала исследования теории движения ИСЗ.

Уравнение возмущенного движения спутника можно записать следующим образом:

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{GM}{r^3}\mathbf{r} + \mathbf{j} \quad (1)$$

\mathbf{j} – возмущающее ускорение, действующее на спутник.

Для качественного анализа найдем приближенное решение этого уравнения методом оскулирующих элементов [1].

Орбита, соответствующая решению уравнения (1), полностью характеризуется зависимостями $\mathbf{r}(t)$ и $\dot{\mathbf{r}}(t)$. В произвольной точке этой орбиты, соответствующей времени t_1 можно построить оскулирующую орбиту. Оскулирующая орбита – это орбита, удовлетворяющая условиям невозмущенного движения в данной точке и касающаяся фактической орбиты. Условия построения оскулирующей орбиты можно записать в виде системы уравнений:

$$\begin{cases} \boldsymbol{\rho}(t_1) = \mathbf{r}(t_1) \\ \dot{\boldsymbol{\rho}}(t_1) = \dot{\mathbf{r}}(t_1) \\ \ddot{\boldsymbol{\rho}} = \frac{GM}{\rho^3}\boldsymbol{\rho} \end{cases} \quad (2)$$

В связи с малостью возмущающего ускорения \mathbf{j} , оскулирующая и фактическая орбиты совпадают в окрестности точки оскуляции. Для наглядности проведения анализа, в качестве оскулирующих элементов удобно взять элементы орбиты, а в качестве независимой переменной – время или истинную аномалию. Далее нас будет интересовать только долгота восходящего узла орбиты. С помощью метода оскулирующих элементов было получено выражение:

$$\frac{d\Omega}{dv} = W \frac{r^2}{GM \rho} \frac{r \sin(u)}{\sin(i)} \quad (3)$$

Здесь Ω – долгота восходящего узла, v – истинная аномалия, W – проекция возмущающего ускорения, направленная нормально к плоскости орбиты спутника и составляющая правую тройку с радиус-вектором и вектором скорости, ρ – фокальный параметр,

i – наклонение орбиты, G – гравитационная постоянная, M – масса Земли, r – расстояние от притягивающего центра до спутника, u – расстояние от узла орбиты до спутника.

Если в качестве возмущающего ускорения рассматривать лишь отклонение силы притяжения от центральной по величине и направлению, и ограничиться двумя членами в разложении геопотенциала [3], то формула для векового смещения долготы восходящего узла орбиты спутника примет вид:

$$\delta\Omega = -\frac{2\pi}{p^2} \frac{\varepsilon}{GM} \cos(i) \quad (4)$$

$$\varepsilon = \frac{3}{2} J_2 a_e^2 GM \quad (5)$$

J_2 – коэффициент, отвечающий за сжатие Земли, a_e – экваториальный радиус Земли.

Таким образом, вековое возмущение долготы восходящего узла зависит только от наклонения орбиты спутника, значения фокального параметра и значения J_2 .

Блок данных, который присылает спутник GPS, содержит как долготу восходящего узла, так и скорость ее изменения. Сеансы связи проходят каждые сутки, таким образом, спутник GPS за это время успевает сделать 2 оборота, и вековые изменения орбиты становятся существенными.

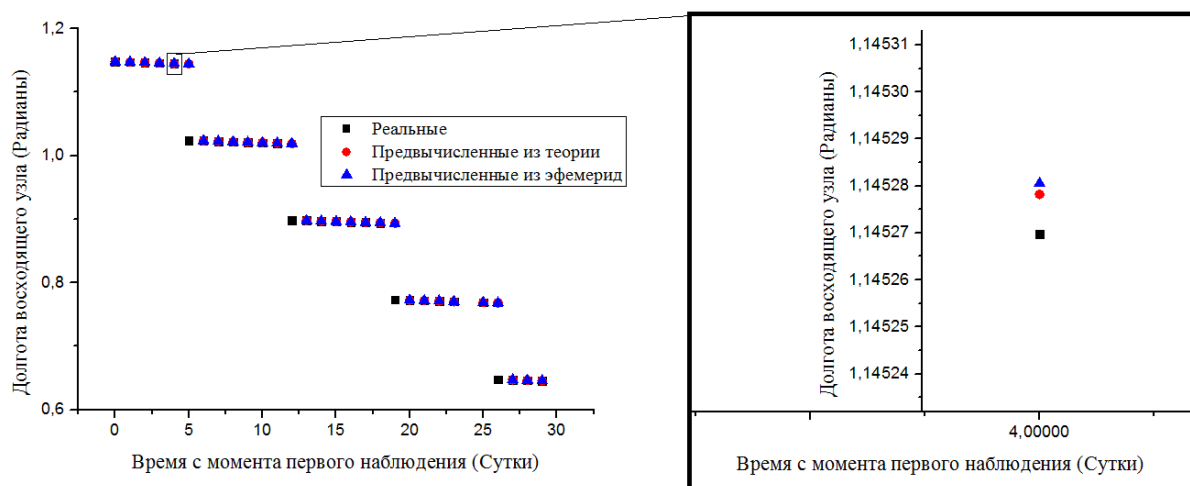


Рис. 1. Значения долготы восходящего узла спутника G1, взятые из блока эфемерид; предвычисленные с помощью данных о скорости изменения долготы восходящего узла, взятой из блока эфемерид; предвычисленные с помощью формулы (4).

Для анализа точности формулы (4) была реализована программа на языке Фортран, с помощью которой были считаны бортовые данные спутников G1 и G2 [4] за январь 2013 года, и аппроксимированы значения долготы восходящего узла для каждого следующего сеанса связи двумя способами:

1. По значению скорости изменения долготы восходящего узла, получаемой из блока эфемерид спутника
2. По формуле (4)

Рисунок 1 соответствует спутнику G1, рисунок 2 – спутнику G2 соответственно.

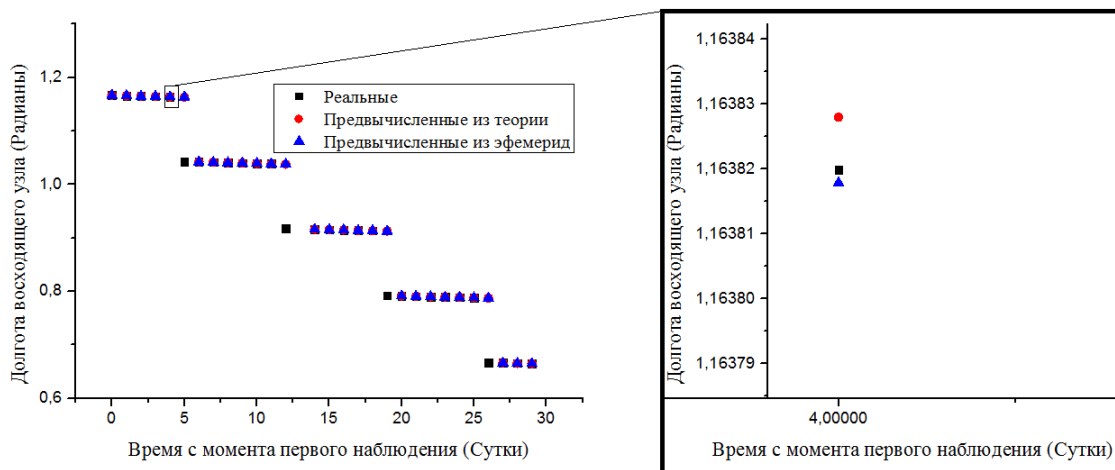


Рис. 2. Значения долготы восходящего узла спутника G1, взятые из блока эфемерид; предвычисленные с помощью данных о скорости изменения долготы восходящего узла, взятой из блока эфемерид; предвычисленные с помощью формулы (4).

На полученных графиках видны скачкообразные изменения долготы восходящего узла, которые, по всей видимости, вызваны корректировкой положения спутника, проводимой каждую неделю. Также заметно, что оба способа аппроксимации хорошо описывают положение спутника во время естественного его движения.

Сравнение методов аппроксимации долготы восходящего узла		
Спутник	Средняя ошибка за месяц наблюдений для 1 метода (Радианы)	Средняя ошибка за месяц наблюдений для 2 метода (Радианы)
G1	$6.488 \cdot 10^{-7}$	$1.40230 \cdot 10^{-5}$
G2	$1.97586 \cdot 10^{-5}$	$1.4596 \cdot 10^{-5}$

Таким образом, учет только второй гармоники геопотенциала дает возможность аппроксимации движения спутника GPS, но для улучшения точности необходимо учесть гармоники высших порядков и ряд других возмущающих факторов.

Литература

1. П.Э. Эльясберг. Введение в теорию движения искусственных спутников Земли – М.: Наука, 1965. – 540 с.
2. W.M. Kaula. Theory of satellite geodesy – ВРС, 1966. – 143.
3. В.В. Витязев, И.С. Гусева, В.И. Кияев, М.П. Мищенко, С.Д. Петров, О.А. Титов, А.С. Цветков. Небесные и земные координаты – СПб: Издательство Санкт-Петербургского ун-та, 2011. – 314 с.
4. <http://www.iers.org/>

ГЕОДЕЗИЧЕСКИЕ ДЛЯ ЧАСТИЦ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ В МЕТРИКЕ КЕРРА

Вертоградов В.Д.

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена

E-mail: vitalii.vertogradov@yandex.ru

Согласно эффекту Пенроуза, в эргосфере вращающихся черных дыр могут возникать частицы с отрицательной энергией. В этой статье анализируются свойства геодезических для таких частиц: показывается отсутствие эллиптических и круговых орбит в эргосфере, рассматривается вопрос о начале и обрыве таких геодезических в сингулярности и приводятся условия, при которых геодезические не обрываются в сингулярности.

Введение

В 1969 году, Роджер Пенроуз теоретически предсказал один эффект, который впоследствии получил название механизм Пенроуза [1]. Согласно этому эффекту, в эргосфере вращающихся черных дыр могут возникать частицы с отрицательной энергией. В связи с этим возникает вопрос о виде геодезических для таких частиц. В конце 80-х годов прошлого столетия грек Г. Контопулос в своей статье [2] показал, что геодезические для частиц с отрицательной энергией за конечное собственное время достигают горизонта событий в случае экваториальной плоскости. Тем не менее, до недавнего времени вопрос о начале таких геодезических оставался открытым. Почему так важен этот вопрос? Все дело в том, что наше пространство-время должно быть геодезически полным: все геодезические должны начинаться либо в сингулярности, либо на бесконечности. Тем не менее, частицы с отрицательной энергией – это эффект только вращающихся черных дыр, и за пределами предела статичности такие частицы не существуют. Следовательно, такие геодезические либо имеют замкнутый вид в эргосфере, т.е. существуют либо круговые, либо эллиптические орбиты, либо появляются в эргосфере из области расположенной внутри гравитационного радиуса. В последнем случае нарушается принцип космологической цензуры, согласно которому мы никогда не сможем получить никакую информацию из области внутри гравитационного радиуса. Однако в статье А.А. Гриба и Ю.В. Павлова [3] было показано, что круговых и эллиптических орбит в эргосфере, в экваториальной плоскости, не существует.

В данной статье автор рассматривает вид таких геодезических в эргосфере в общем случае, рассматривает все ли геодезические начинаются и обрываются в сингулярности черной дыры и рассматривает вопрос о виде геодезических незакончивающихся в сингулярности.

Постановка задачи

Все формулы записываются в системе, в которой скорость света и гравитационная постоянная полагаются равными единице: $G = c = 1$.

Вращающиеся черные дыры описываются метрикой Керра, которая в координатах Бойера-Линдквиста имеет вид:

$$ds^2 = \frac{\Delta}{\rho^2} (dt - a \sin^2 \theta d\varphi)^2 - \frac{\sin^2 \theta}{\rho^2} [(r^2 + a^2)d\varphi - a dt]^2 - \frac{\rho^2}{\Delta} (dr)^2 - \rho^2 (d\theta)^2, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &= r^2 - 2mr + a^2, \\ \rho^2 &= r^2 + a^2 \cos^2 \theta, \end{aligned} \quad (2)$$

m – масса черной дыры, a – ее момент импульса.

Для удобства вычислений удобно перейти к безразмерным величинам:

$$x = \frac{r}{m}, A = \frac{a}{m}. \quad (3)$$

Тогда:

$$\rho_x = x^2 + A^2 \cos^2 \theta, \Delta_x = x^2 - 2x + A^2. \quad (4)$$

Горизонт событий и горизонт Коши задаются формулами:

$$\begin{aligned} x_H &= 1 + \sqrt{1 - A^2}, \\ x_C &= 1 - \sqrt{1 - A^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Геодезические в метрике Керра имеют вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon^{-2} \rho_x^4 \left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 &= x^4 + (A^2 - \xi^2 - \nu)x^2 + 2x[\nu + (A - \xi)^2] - A^2\nu - \varepsilon^{-2}x^2\Delta_x, \\ \rho_x^2 \frac{dt}{d\tau} &= \left(\frac{\varepsilon}{\Delta_x} \right) [(x^2 + A^2)^2 - A^2\Delta_x \sin^2 \theta - 2A^2x\xi], \end{aligned} \quad (6)$$

где τ – собственное время частицы, ε – удельная энергия частицы или энергия относительно бесконечности, которая принимает только отрицательные значения, $\xi = \frac{L}{\varepsilon}, \nu = \frac{Q}{\varepsilon}$ – прицельные параметры, L – проекция момента количества движения на ось вращения, которая также принимает только отрицательные значения и Q – константа Картера.

В данной статье главными условиями являются: движение вперед по времени $\frac{dt}{d\tau} > 0$ и $\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 \geq 0$.

Для анализа многих свойств геодезических всегда удобно перейти к эффективному потенциалу:

$$\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 + V_{eff} = 0, \quad (7)$$

тогда:

$$V_{eff} = -\frac{\varepsilon^2}{\rho_x^4} \left\{ x^4 + (A^2 - \xi^2 - \nu)x^2 + 2x[\nu + (\xi - A)^2] - A^2\nu - \varepsilon^{-2}x^2\Delta_x \right\}. \quad (8)$$

В дальнейшем все свойства геодезических будут получаться, исходя из свойств эффективного потенциала.

Геодезические в эргосфере вращающейся черной дыры

Условия существования круговых орбит есть [4]:

$$V_{eff}(x_0) = 0, \frac{dV_{eff}(x)}{dx} \Big|_{x=x_0} = 0. \quad (9)$$

Тогда, приравниваем эффективный потенциал и его первую производную к нулю и разрешаем полученную систему относительно прицельных параметров ξ, ν . Нас будет интересовать значение только прицельного параметра ξ :

$$\xi_{\pm} = A^{-1}(x-1)^{-1}(x^2 - A^2 \pm x\Delta_x \sqrt{1 - \varepsilon^{-2}(1 - x^{-1})}). \quad (10)$$

При таких значениях прицельного параметра ξ в эргосфере вращающейся черной дыры существуют круговые орбиты для частиц с отрицательной энергией. Однако у нас есть условие движения вперед по времени $\frac{dt}{d\tau} > 0$ и, подставляя полученные значения ξ_{\pm} в уравнение геодезической $\frac{dt}{d\tau}$ и, делая необходимые усиления и преобразования, мы в конечном счете получим:

$$\rho_x^2 \frac{dt}{d\tau} \leq \varepsilon r^2. \quad (11)$$

Поскольку $\rho_x^2 > 0$, а $\varepsilon < 0$ по условию, мы получаем, что при значении прицельного параметра, при которых существуют круговые орбиты, нарушается движение вперед по времени т. е. $\frac{dt}{d\tau} < 0$.

Итак, удалось показать, что круговых орбит в эргосфере и в общем случае не существует. Осталось рассмотреть вопрос о существовании эллиптических орбит.

Условия существования эллиптических орбит задаются формулами:

$$V_{eff}(x_0) = 0, \quad \left. \frac{dV_{eff}(x)}{dx} \right|_{x=x_0} > 0. \quad (12)$$

Эти условия выполняются, когда прицельный параметр ξ принадлежит интервалу (x_-, x_+) . Тем не менее, в ходе доказательства отсутствия круговых орбит было доказано, что при любом значении прицельного параметра ξ меньше чем ξ_+ нарушается движение вперед по времени. Следовательно, эллиптических орбит в общем случае в эргосфере не существует.

Поскольку в эргосфере вращающейся черной дыры отсутствуют замкнутые орбиты для частиц с отрицательной энергией, то эти геодезические появляются из области, расположенной внутри гравитационного радиуса, тем самым нарушая принцип космологической цензуры.

Геодезические под горизонтом Коши

В данном разделе, без вычислений, приведем полученные результаты.

Все геодезические под горизонтом Коши рассматриваются в экваториальной плоскости $\theta = \frac{\pi}{2}$. Для анализа геодезических под горизонтом Коши необходимо вновь перейти к эффективному потенциалу:

$$V_{eff} = -\frac{1}{2} \left[\varepsilon^2 + \frac{2}{x^3} (A\varepsilon - L) + \frac{A^2 \varepsilon^2 - L^2 - \delta_1 \Delta_x}{x^2} \right], \quad (13)$$

здесь δ_1 – параметр, принимающий значение единица в случае времениподобных геодезических и равный нулю в случае изотропных.

Необходимо исследовать эффективный потенциал на знаки на интервале $(0, x_c)$. В случае, если эффективный потенциал на всем интервале принимает отрицательные значения, то геодезические начинаются и обрываются в сингулярности. Если же эффективный потенциал на этом интервале сменит свой знак с «-» на «+», то геодезическая в сингулярности не обрывается.

В этом случае удалось показать, что:

1. Все изотропные геодезические начинаются и обрываются в сингулярности.
2. Все времени подобные геодезические, обладающие энергией $\varepsilon \in (-\infty, -\frac{1}{3}]$, начинаются и обрываются в сингулярности.
3. Если выполняется неравенство $A > |\varepsilon(1-\lambda)|$, где λ – положительное вещественное число, то геодезическая сингулярности не достигает.

Также удалось показать, что геодезические, которые не обрываются в сингулярности, под горизонтом Коши либо круговые, либо эллиптические и при этом устойчивы.

Заключение

В данной статье было показано, что круговые и эллиптические орбиты в эргосфере вращающейся черной дыры отсутствуют. Были получены условия начала и обрыва геодезических в сингулярности, показано, что геодезические, не обрывающиеся в сингулярности, либо эллиптические, либо круговые под горизонтом Коши, а также, что такие орбиты устойчивы.

Стоит отметить, что такие геодезические есть суть белодырного решения [5]. В связи с тем, что существуют геодезические, которые идут из области внутри гравитационного радиуса, то могут существовать частицы, которые по этим линиям движутся, следовательно, мы можем получить информацию из-под гравитационного радиуса, что нарушает космологический принцип цензуры.

В недавней статье С. Хокинг [6] отмечает, что горизонта событий не существует. Наши исследования показывают, что, скорее всего, это так.

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность профессору А.А. Грибу и доктору Ю.В. Павлову за научные дискуссии и Фонду «Династия» за финансовую поддержку.

Литература

1. Чандрасекар С. Математическая теория черных дыр: В 2-х ч. – М., 1986. – 630 с.
2. Contopoulos G. // Gen. Relativ. Gravit., 1984. №16. С. 43.
3. A.A. Grib and Yu.V. Pavlov, arXiv:1401.0368v1 (2014).
4. Шапиро С., Тьюколски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. – М., 1985. – 656 с.
5. Хокинг С., Эллис Дж. Крупномасштабная структура пространства-времени. – М., 1973. – 432 с.
6. S. Hawking, arXiv:1401.5761v1 (2014).

GEODESICS FOR PARTICLES WITH NEGATIVE ENERGY IN KERR METRIC

Vertogradov V.D.

Herzen Russian State Pedagogical University

According to Penrose's effect particles with negative energy can be in the ergosphere of rotating black holes. In this article we analyze geodesics for such particles. We show there are no circular and elliptical orbits in the ergosphere of a rotating black hole. We also show that there are geodesics which begin and terminate in the singularity and give conditions when such geodesics don't begin and terminate in the singularity.

МОДЕЛЬ ГРАВИТАЦИОННОЙ ЗАДЕРЖКИ СИГНАЛА В РСДБ

Гирдюк А.

Институт Прикладной Астрономии РАН (ИПА РАН), Санкт-Петербург

Радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой (РСДБ) – это современная технология, позволяющая измерить временную задержку регистрируемого сигнала от удалённых внегалактических источников радиоизлучения антеннами, разделёнными расстоянием несколько тысяч километров. Точность измерений временной задержки достигает 20–30 пикосекунд. Обработка наблюдений подобной точности требует учёта эффектов общей теории относительности, описываемых моделью гравитационного запаздывания сигнала. Эта модель может быть представлена в аналитическом виде с помощью разложения в ряд Тейлора по малому параметру. Гравитационная задержка разделяется на несколько слагаемых, при этом основной член представляет собой отклонение света в гравитационном поле при произвольном углом расстоянии. Таким образом, установлено соотношение между гравитационной задержкой сигнала и эффектом отклонения света, приведены численные оценки отклонения света.

Введение

Современные астрометрические наблюдения проводятся как в оптическом, так и в радиодиапазоне. Наблюдения в радиодиапазоне методом РСДБ позволили построить фундаментальную систему отсчёта, для которой точность оценок координат опорных радиоисточников достигла 40 микросекунд дуги. Кроме того, методом РСДБ наблюдений проводится проверка эффектов общей теории относительности (ОТО). В 1984 году [1] были начаты первые регулярные наблюдения сетью РСДБ антенн. Результаты обработки наблюдений позволили получить оценки различных геодезических и геодинимических параметров. Среди них, в рамках проверки ОТО, были получены оценки параметра пост-ньютоновского формализма (ППН-параметра) путём обработки больших массивов данных за длительные промежутки времени порядка 10 лет [2]. Другим способом проверки ОТО является обработка РСДБ наблюдений опорных радиоисточников в моменты сближений с ними массивных тел Солнечной системы (Солнце, Юпитер), полученных из специально организованных экспериментальных сессий [3]. При этом исследуемые в экспериментах эффекты ОТО описываются либо в терминах гравитационной задержки, либо в терминах отклонения света. Численные методы для перехода от одного формализма к другому были реализованы на практике с помощью специализированного программного обеспечения [4], однако, аналитического метода, связывающего эти два подхода не было представлено. В данной статье показана связь двух подходов с помощью аналитического выражения в явном виде. Приведён пример использования аналитического выражения в частном случае во время события тесного сближения Юпитера с квазаром 1922-224. Данное явление характеризуется такой конфигурацией тел, когда угловое расстояние между объектами достигает 1'.4 угловых минут.

Принцип действия РСДБ

Принцип действия метода РСДБ заключается в том, что фронт волны, приходящей от компактного удалённого внегалактического радиоисточника, одновременно фиксируется двумя радиотелескопами (в качестве примера, объясняющего принцип РСДБ, обычно говорят о двух антеннах), находящимися на расстоянии нескольких тысяч километров друг от друга. Как правило, в таких наблюдениях участвуют 5–15 антенн, объединённых в одну общую сеть и наблюдающих согласно общей программы. Как правило, разрешающая способность РСДБ сети на несколько порядков больше разрешающей способности одиночного телескопа. Это позволяет определять координаты ра-

диоисточников по итогам суточной сессии с точностью около 1 миллисекунды дуги. В результате обработки длительных рядов таких наблюдений точность определения координат отдельно взятого радиоисточника оказывается на уровне 10–100 микросекунд.

Особенность метода РСДБ заключается в том, что несколько антенн одновременно фиксируют сигнал от одного и того же источника излучения и метки времени с помощью независимых стандартов частоты (активных водородных мазеров). Данная информация передаётся посредством высокоскоростного соединения или записывается на цифровые носители (жёсткие диски с высокой плотностью записи), которые впоследствии пересылаются в центры корреляционной обработки. В центрах корреляционного анализа проводится первичная обработка наблюдений, в результате которой вычисляется групповая задержка сигнала для каждой базы на каждый момент наблюдений. Полученные групповые задержки вместе с дополнительной информацией используются для вычисления астрономических, геодинамических и других параметров.

Выражение для гравитационной задержки сигнала в РСДБ

В 1964 году Ирвин Шапиро [5, 6] предложил новый способ проверки ОТО по наблюдениям запаздывания сигнала в гравитационном поле при радарных наблюдениях планет (эффект Шапиро). В РСДБ модели гравитационная задержка представляется разностью двух запаздываний сигнала, вычисляемых по формуле Шапиро. Согласно модели, утверждённой Генеральной Ассамблеей Международного Астрономического Союза (МАС) в 1991 году [7], гравитационная задержка сигнала представляется в следующем виде:

$$\tau = \frac{(\gamma + 1)GM}{c^3} \ln \left(\frac{|\vec{r}_1| + (\vec{s} \cdot \vec{r}_1)}{|\vec{r}_2| + (\vec{s} \cdot \vec{r}_2)} \right) \quad (1)$$

В выражении (1) используются следующие обозначения: G – гравитационная константа, c – скорость света в вакууме, γ – параметр пост-ньютоновского (ППН-параметр) формализма, M – масса гравитирующего тела, \vec{r}_1 и \vec{r}_2 – барицентрические радиус-вектора телескопов 1 и 2 относительно гравитирующего тела M , $\vec{b} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$ – барицентрический вектор, образующий базу из пары телескопов, \vec{s} – барицентрический радиус-вектор источника, который в общем случае лежит вне плоскости телескопов.

Для наглядности рассмотрим простой случай, в котором положение "наблюдателя" задаётся парой антенн \vec{r}_1 и \vec{r}_2 , образующих базу \vec{b} . Взаимное положение между источником излучения \mathbf{Q} (квазаром), массивным телом \mathbf{B} (Солнцем или Юпитером) и парой антенн \vec{r}_1 и \vec{r}_2 представлено на рисунке 1. Вектор базы \vec{b} , источник излучения \mathbf{Q} и массивное тело \mathbf{B} образуют сферический треугольник, описываемый углами φ, ψ, θ, A . Скалярное произведение между векторами записывается с помощью перечисленных углов в следующем виде

$$(\vec{b} \cdot \vec{s}) = |\vec{b}| \cos \varphi, (\vec{b} \cdot \vec{r}_2) = |\vec{b}| |\vec{r}_2| \cos \psi, (\vec{r}_2 \cdot \vec{s}) = -|\vec{r}_2| \cos \theta.$$

Формула косинусов сферической тригонометрии связывает уже заданные углы φ, ψ, θ с углом A следующим образом: $\cos \psi = -\cos \varphi \cos \theta - \sin \varphi \sin \theta \cos A$.

Объектами наблюдений методом РСДБ являются удалённые источники излучения, поэтому отношение b/r_2 , равно как и b/r_1 (далее для определённости рассматривается случай относительно второй антенны), оказывается малой величиной, следовательно, его можно принять за малый параметр. Воспользовавшись разложением выражения (1) в ряд Тейлора по малому параметру b/r_2 , в результате ряда преобразований была получена формула (2), описывающая суммарный вклад эффектов ОТО в явном виде. Это

означает, что имеется аналитическая зависимость от основных параметров РСДБ сети, таких как: длина базы \vec{b} и углы, описывающие взаимную конфигурацию тел: φ, ψ, θ, A .

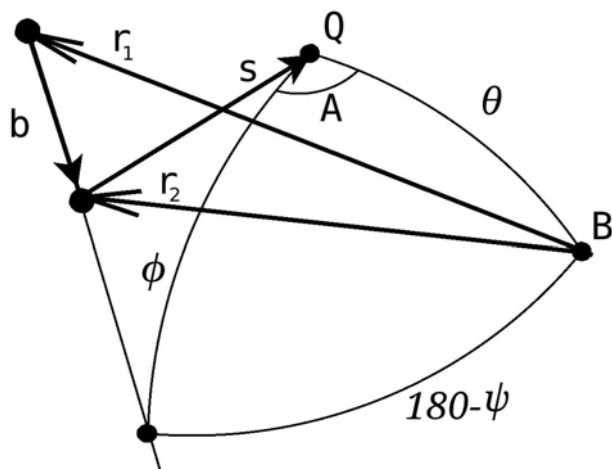


Рис. 1. Взаимное положение антенн 1 и 2, источника излучения и массивного тела.

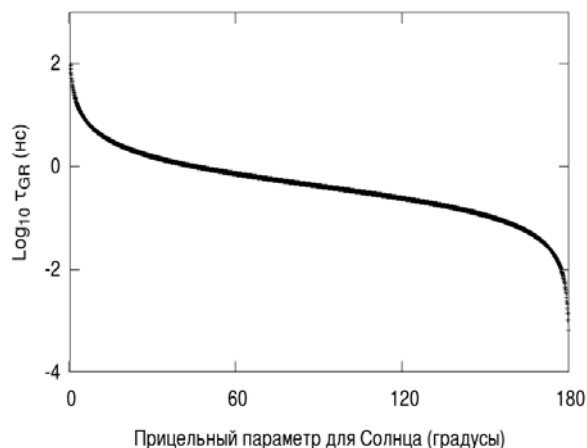


Рис. 2. Изменение гравитационной задержки.

Зависимость, описывающая суммарный вклад эффектов ОТО, была получена из выражения для гравитационной задержки (1) с помощью последовательных приближений в следующем виде:

$$\tau_{GR} \approx \frac{2GM}{c^3} \frac{b}{r_2} \frac{\sin\varphi \sin\theta \cos A}{1 - \cos\theta} + \frac{GM}{c^3} \frac{b^2}{r_2^2} \frac{(1 - \cos^2\varphi \cos^2\theta)}{(1 - \cos\theta)} - \frac{\sin^2\varphi \sin^2\theta \cos^2 A}{(1 - \cos\theta)^2}. \quad (2)$$

Окончательное выражение (2) отличается от (1) на слагаемое, о котором подробно будет сказано далее; появляется возможность вычислить суммарный вклад τ_{GR} , например, получить логарифмическую зависимости от прицельного параметра (угловое расстояние между центром масс тела и источником излучения), изображённую на рисунке 2. Кроме того можно отметить, что данное выражение для τ_{GR} состоит из нескольких слагаемых по порядку малости $o\left(\frac{b^2}{R^2}\right)$: первого и второго.

Основной вклад вносит член первого порядка, показанный на рисунке 3. Слагаемые второго порядка вносят гораздо меньший вклад, однако, быстро увеличиваются при уменьшении углового расстояния θ . На рисунках 3 и 4 представлена зависимость слагаемых первого и второго порядка разложения для различных длин баз в зависимости от углового расстояния θ на примере, где в качестве массивного тела выбрано Солнце.

Основной вклад вносит член первого порядка, показанный на рисунке 3. Слагаемые второго порядка вносят гораздо меньший вклад, однако, быстро увеличиваются при уменьшении углового расстояния θ . На рисунках 3 и 4 представлена зависимость слагаемых первого и второго порядка разложения для различных длин баз в зависимости от углового расстояния θ на примере, где в качестве массивного тела выбрано Солнце.

В связи с тем, что выражение в явном виде (2) содержит зависимость от длины базы и углов, описывающих взаимную ориентацию тел в пространстве φ, ψ, θ, A , то имеется совершенно новая возможность моделировать оптимальную конфигурацию сети для наблюдения выбранного источника. На рисунках 3 и 4 выбраны три различные длины баз (3 000 км, 6 000 км, 10 000 км), то есть, очевидно, что когда стоит задача минимизировать вклад τ_{GR} , то необходимо составить сеть из антенн, образующих короткие базы, а если стоит задача по изучению τ_{GR} (вклад τ_{GR} для достижения этой цели должен быть существенным, то есть значительно больше порога детектирования - 10 пкс вре-

мени), то, напротив, появляется необходимость составить сеть из антенн, образующих длинные базы.

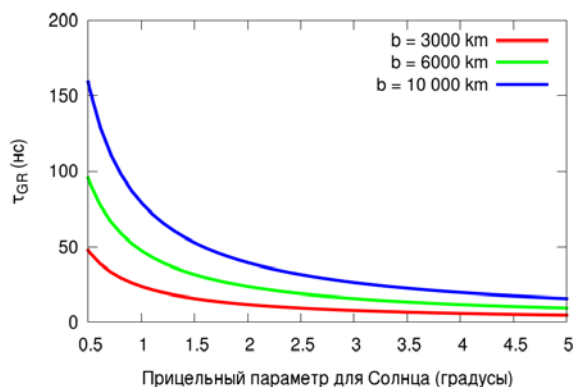


Рис. 3. Первый порядок разложения (2).

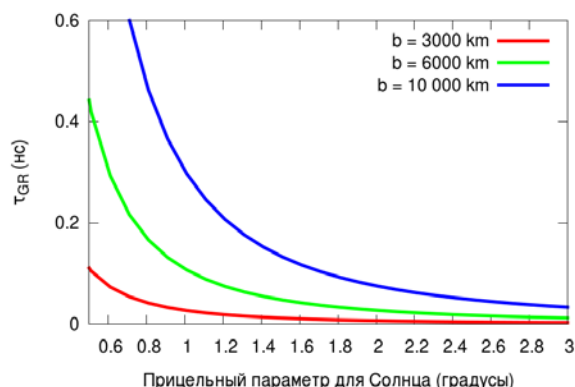


Рис. 4. Второй порядок разложения (2).

Отметим, что на рисунках 3 и 4 формула (2) продемонстрирована для частного случая, когда углы, описывающие взаимное положение тел заданы постоянными величинами: $\varphi = 90^\circ$, $A = 90^\circ$. Изменение τ_{GR} происходит только вследствие изменения угла θ , принимающего различные значения в диапазоне $\theta = 0^\circ \div 5^\circ$ с шагом $1'$, который обеспечивает представление плавной зависимости на рисунках 3 и 4. В общем случае углы φ, ψ, θ, A принимают значения в диапазоне:

$$\varphi \in (0^\circ \div 180^\circ), \psi \in (0^\circ \div 180^\circ), \theta \in (0^\circ \div 180^\circ), A \in (0^\circ \div 360^\circ),$$

что можно увидеть на рисунке 1. Таким образом, формула в явном виде (2) может быть использована в различных задачах для построения моделей наблюдений.

Численное сравнение выражений, описывающих гравитационную задержку сигнала

Кроме гравитационной задержки в наблюдениях моделируется геометрическая задержка сигнала, в которую входит член вида $\frac{2GMb}{c^2 r} \cos\varphi$. В этой главе мы не будем делать различия между слагаемыми, содержащими зависимость вида $\frac{1}{r}$ и $\frac{1}{r_2}$, так как разница между ними в координатном члене не существенна.

Выражение для гравитационной задержки сигнала (1) после разложения имеет следующий вид:

$$\tau \approx -\frac{2GMb}{c^2 r} \cos\varphi + \tau_{GR}, \quad (3)$$

где первое слагаемое в формуле (3) совпадает с координатным членом из геометрической задержки, имеющий противоположный знак, следовательно, слагаемые сокращаются. В результате суммарный вклад эффектов ОТО можно представить в виде τ_{GR} по формуле (2), который так же представим с помощью сложения выражения для геометрической задержки τ_{geom} с выражением для гравитационной задержки τ , где под многоточием понимается не связанная с эффектами ОТО часть модели, описанная в [7]:

$$\tau + \tau_{geom} = \tau - \frac{(\vec{b} \cdot \vec{s})}{c} \left[1 - \frac{2GM}{c^2 r} - \dots \right] = \tau + \frac{2GMb}{c^2 r} \cos\varphi + \dots \approx \tau_{GR} + \dots \quad (4)$$

Значения координатного члена для различных длин баз и угла $\varphi = 90^\circ$, в случае где в качестве массивного тела выбрано Солнце, приведены на рисунке 5 как функции прицельного параметра θ . Очевидно, что вклад данного слагаемого является существенным и им нельзя пренебречь.

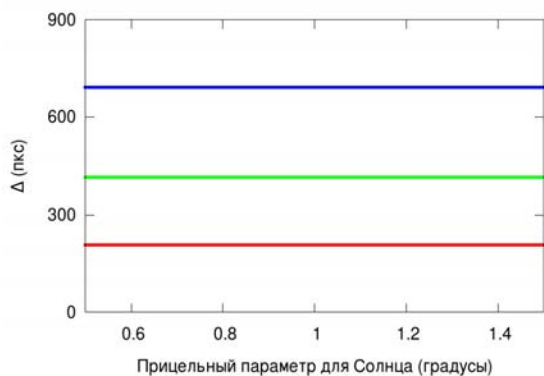


Рис. 5. Значения координатного члена для различных длин баз.

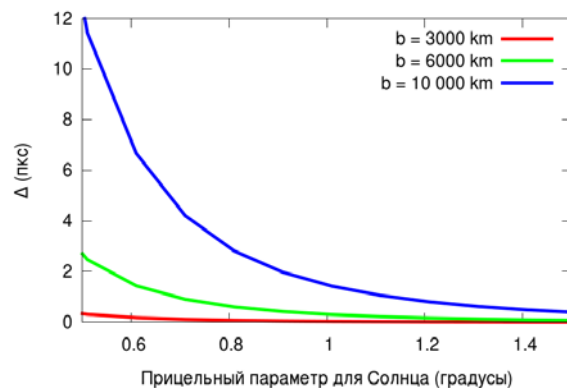


Рис. 6. Сравнение моделей, описывающих гравитационную задержку сигнала.

Для того чтобы показать корректность выражения (2), получим разности формул (1) и (3) по абсолютному значению (в формуле используется знак модуля для обозначения данного факта) с точностью сделанного разложения $o\left(\frac{b^2}{R^2}\right)$

$$\left| \tau_{GR} - \frac{2GMb}{c^3 r} \right| - |\tau|. \quad (5)$$

На рисунке 6 показано изменение выражения (5) в зависимости от углового расстояния в случае, когда массивным телом является Солнце. На расстоянии 1.5° разница становится не существенной даже для базы 10 000 км, поэтому будем считать, что выбранный порядок разложения $o\left(\frac{b^2}{R^2}\right)$ достаточен для моделирования эффектов ОТО соответственно наблюдаемой точности.

Приближение малых углов $\theta \rightarrow 0$

Особое внимание на рисунках 3 и 4 привлекает тот факт, что с приближением к центру массивного тела значение τ_{GR} увеличивается, причём достаточно быстро. Следовательно, интересно рассмотреть частный случай для приведённого выше выражения τ_{GR} (2), когда угловое расстояние между источником излучения и массивным телом составляет угол менее 3° , где вполне корректно можно воспользоваться приближением малых углов ($\theta \rightarrow 0$):

$$\cos\theta \approx 1 - \frac{R^2}{2r_2^2}, \sin\theta \approx \frac{R}{r_2}.$$

В результате чего, получить выражение, состоящее только из двух слагаемых, порядка $\frac{b}{R}$ и $\frac{b^2}{R^2}$, соответственно:

$$\tau_{GR} = \frac{4GM}{c^2 R} \frac{b}{c} \sin\varphi \left(\cos A - \frac{b}{2R} \sin\varphi \cos 2A \right), \quad (6)$$

где можно выделить множитель, который представляет собой классический монополюсный эффект Эйнштейна - отклонение света в гравитационном поле [8], хорошо известный и изученный в оптическом диапазоне:

$$\alpha = \frac{4GM}{c^2 R}. \quad (7)$$

Исходя из чего, угол α по формуле (7) одинаков для всех длин баз, в то время как τ_{GR} вычисляется с учётом $b, \sin\varphi, \cos A$.

Для наблюдений источников при произвольном положении тел Солнечной системы, в том числе Солнца, была получена зависимость угла отклонения света α от прицельного расстояния θ [9]:

$$\alpha = \frac{2GM}{c^2 r} \frac{1 + \cos\theta}{\sin\theta}. \quad (8)$$

Тем не менее, связь между гравитационной задержкой (1) и углом отклонения света β [9] не была получена. Переход от гравитационной задержки (2) к углу отклонения (8) до сих пор [10,11] осуществлялся только с помощью специализированного астрометрического программного обеспечения [4].

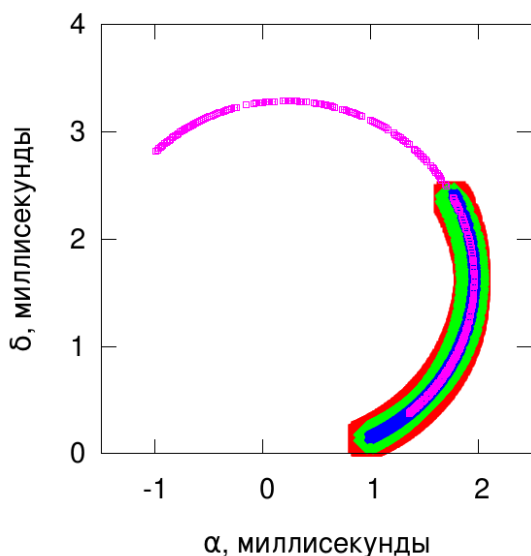


Рис. 7. Изменение экваториальных координат квазара 1922-224.

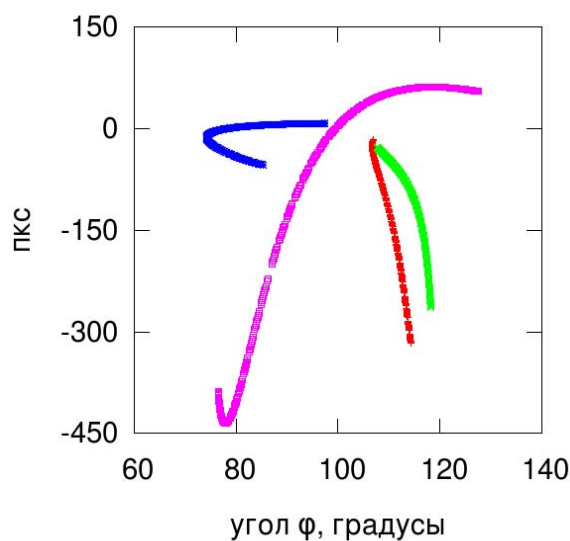


Рис. 8. Изменение τ_{GR} для квазара 1922-224 как функция угла φ .

Для иллюстрации полученного результата были использованы данные РСДБ сессии OHIG60 от 18 ноября 2008 г. В рамках этой программы были проведены наблюдения сближения Юпитера с квазаром 1922-224. Важно отметить редкость данной сессии, связанную с тем, что прежде подобные наблюдения [3] стандартными возможностями РСДБ, то есть в рамках регулярной программы, ещё не проводились.

В ходе сближения прицельное расстояние между квазаром и Юпитера достигло примерно $1'.4$ – наименьшее из наблюдаемых ранее значений. В процессе последующей обработки данных были продемонстрированы некоторые основные характерные зави-

симости для τ_{GR} , например, изменение экваториальных координат квазара 1922-224 на рисунке 7 под влиянием основного члена τ_{GR} в формуле (6).

Важное свойство выражения для τ_{GR} в явном виде заключается в том, что появляется новая возможность моделировать сеть антенн целенаправленно, согласно поставленной задачи. Можно выбрать источники излучения и, соответствующую им, наиболее оптимальным образом подходящую конфигурацию антенн, для решения разнообразных задач, направленных на то, чтобы добиться максимального или минимального суммарного вклада τ_{GR} эффектов ОТО.

Рисунок 8 показывает зависимость τ_{GR} от угла φ на примере наблюдений квазара 1922-224 во время тесного сближения с ним Юпитера. Цветами обозначены следующие базы: Hobart26-Tsukub32 (красный), Parkes-Tsukub32 (зелёный), Hobart26-Parkes (синий), Hobart26-Kokee (фиолетовый). Можно выделить следующее: во-первых, τ_{GR} пропорциональна длине базы (самая длинная Hobart26-Kokee и самая короткая Hobart26-Parkes); во-вторых, рисунок 8 показывает взаимную конфигурацию, образуемых станциями баз в пространстве, как функцию угла φ (станции Hobart26 и Parkes расположены в южном полушарии, а станции Kokee и Tsukub32 – в северном). По этой причине кривые, соответствующие длинам баз, образуемых станциями в разных полушариях вытянуты (по оси ординат от -450 пкс до 150 пкс), а кривая, соответствующая Hobart26-Parkes не показывает такой тенденции.

Заключение

В результате разложения выражения для гравитационной задержки (1) в ряд Тейлора была получена аналитическая зависимость между гравитационной задержкой и монополярным эффектом отклонения света в гравитационном поле. На примере сближений Юпитера с квазаром 1922-224 показан ряд интересных зависимостей по тестированию эффектов ОТО, проявляющихся при сближении Солнца и других планет Солнечной системы с опорными радиоисточниками. Это открывает новые перспективы по использованию выражения в явном виде для обработки подобных случаев и моделированию конфигурации РСДБ сети.

Литература

1. *Soffel, M., Ruder, H., Campbell, J., Schuh, H.* Relativistic Effects in Geodetic VLBI Measurements // *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg*. 1984. Vol. 62. P. 144.
2. *Lambert, S. and Le Poncin-Lafitte, C.* Determining the relativistic parameter γ using very long baseline interferometry // *Astronomy and Astrophysics*. 2009. Vol. 499. PP. 331–335.
3. *Fomalont, E. and Kopeikin, S.* The Measurement of the Light Deflection from Jupiter: Experimental Results // *The Astrophysical Journal*. 2003. Vol. 598. PP. 704–711.
4. *Kaplan, G.* High-precision algorithms for astrometry – A comparison of two approaches // *The Astronomical Journal*. 1998. Vol. 115. P. 361.
5. *Shapiro, I.* Fourth Test of General Relativity // *Physical Review Letters*. 1964. Vol. 13. PP. 789–791.
6. *Shapiro, I.* New Method for the Detection of Light Deflection by Solar Gravity // *Science*. 1967. Vol. 157. PP. 806–808.
7. *Eubanks, T.* The Radio Reference Frame of the U.S. Naval Observatory Radio Interferometry Program // *IAU Colloq. 127: Reference Systems*. – 1991. – P. 256.
8. *Einstein, A.* Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie // *Annalen der Physik*. Vol. 354. PP. 769–822.
9. *Ward, W.* General-Relativistic Light Deflection for the Complete Celestial Sphere // *The Astrophysical Journal*. 1970. Vol. 162. P. 345.

10. *Girdiuk, A., Titov, O.* Plan for VLBI observations of close approaches of Jupiter to compact extragalactic radio sources // arXiv e-prints. – 2013. – 1311.0092
11. *Girdiuk, A., Titov, O.* Applying the theory of general relativity to reducing geodetic VLBI data // Astronomy and Astrophysics. – DOI: 10.1051/0004-6361/201424690

VLBI GRAVITATIONAL DELAY MODEL

Girdiuk Anastasia

Institute Applied Astronomy RAS (IAA RAS), Saint-Petersburg

Very Long Baseline Interferometry (VLBI) is the modern technique that is capable of measuring the time delay between arrival of the wavefront from an extragalactic radio sources to couple of radio telescopes separated by several thousand kilometers. The current precision of the single group delay is about 20–30 ps. The effect of General Relativity (GR) should be taken into account at the VLBI data reduction. The consensus gravitational delay model could be split into several terms using the Taylor series expansion. The major term is explicitly linked to the equation of the Einstein's light deflection at an arbitrary angle between a source and a gravitational body. The application of the new formula for processing of the close approach between Jupiter and radio source 1922-224 is discussed in this paper.

МОДЕЛЬ ГАЛАКТИКИ С КВАЗИ-ИЗОТЕРМИЧЕСКИМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Громов А.О., Никифоров И.И.

Санкт-Петербургский государственный университет, г. Санкт-Петербург, Россия

Введение

В настоящей работе рассматривается возможность применения построенной ранее квази-изотермической модели распределения масс к нашей Галактике [1, 2, 15]. Путем сравнения модельной кривой круговой скорости с данными, полученными в результате анализа кинематики нейтрального водорода, оцениваются параметры модели. Строятся как однокомпонентная модель, для которой потенциал в экваториальной плоскости совпадает с квази-изотермическим, так и двухкомпонентная, где вторая компонента описывается обобщенно-изохронным потенциалом. Как и предполагалось, двухкомпонентная модель дает лучшее согласие с наблюдательными данными.

Квази-изотермическая модель звездных систем

Квази-изотермическая модель распределения массы в звездных системах была получена на основе теории построения моделей, допускающих существование третьего квадратичного по скоростям интеграла движения

$$I_3 = (Rv_z - zv_R)^2 + z^2 v_\theta^2 + z_0^2 (v_z^2 - 2\Phi^*), \quad (1)$$

где R, z — цилиндрические координаты, z_0 — постоянная с размерностью длины, а функция Φ^* связана с потенциалом Φ следующим образом

$$\begin{aligned} z_0^2 \frac{\partial \Phi^*}{\partial R} &= z^2 \frac{\partial \Phi}{\partial R} - Rz \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \\ z_0^2 \frac{\partial \Phi^*}{\partial z} &= (R^2 + z_0^2) \frac{\partial \Phi}{\partial z} - Rz \frac{\partial \Phi}{\partial R}. \end{aligned} \quad (2)$$

Эту теорию разработал Г.Г. Кузмин [3, 4], а потенциалы таких моделей относятся к типу Штеккеля. В эллиптических координатах ξ_1, ξ_2

$$R = z_0 \sqrt{(\xi_1 - 1)(1 - \xi_2)}, \quad z = z_0 \xi_1 \xi_2, \quad \xi_1 \in [1; \infty), \quad \xi_2 \in [-1; 1], \quad (3)$$

потенциал такого типа должен представляться в виде

$$\Phi = \frac{\varphi(\xi_1) - \varphi(\xi_2)}{\xi_1^2 - \xi_2^2}, \quad (4)$$

где φ — произвольная функция. Такие модели широко распространены в литературе [7, 12, 13].

Предполагаем, что в экваториальной плоскости потенциал рассматриваемого семейства совпадает с квази-изотермическим потенциалом

$$\Phi = \Phi_0 \ln \left(1 + \frac{\beta}{w(R)} \right), \quad (5)$$

где $\beta \in [0; +\infty)$ — структурный параметр, функция $w(R)$ определяется как

$$w^2(R) = 1 + \kappa^2 R^2, \quad (6)$$

а Φ_0, κ — масштабные параметры.

Для сферических систем такой потенциал был предложен Г.Г. Кузминым, Ю.-И.К. Велтманном и П.Л. Теньесом [6]. Они нашли, что ход плотности в таких моделях хорошо аппроксимирует эмпирический профиль де Вокулера.

Для такого потенциала функция φ имеет следующий вид

$$\varphi(\xi) = \xi^2 \ln \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right). \quad (7)$$

По теории построения моделей с третьим квадратичным интегралом движения получаем выражение для пространственной плотности

$$4\pi G\rho = \Phi_0 \left(\frac{-2\Phi/\Phi_0 (2 - \xi_1 - \xi_2) + \mu(\xi_1) + \mu(\xi_2)}{(\xi_1^2 - \xi_2^2)^2} + 2 \frac{(\nu(\xi_1) - \nu(\xi_2))(2 - \xi_1 - \xi_2)}{(\xi_1^2 - \xi_2^2)^3} \right), \quad (8)$$

где

$$\mu(\xi) = (\xi^2 - 1)[A_1 + A_2 + A_3], \quad (9)$$

$$A_1 = 2 \ln \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right), \quad (10)$$

$$A_2 = - \frac{5\xi^2 \beta \kappa^2 z_0^2 (1 - \kappa^2 z_0^2) - 2\xi^4 \beta \kappa^4 z_0^4}{[1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)]^{5/2} \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right)}, \quad (11)$$

$$A_3 = - \frac{\xi^4 \beta^2 \kappa^4 z_0^4}{[1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)]^3 \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right)^2}, \quad (12)$$

$$\nu(\xi) = \frac{\xi^4 \beta \kappa^2 z_0^2}{[1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)]^{3/2} \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right)}. \quad (13)$$

Для такой модели были построены эквиденситы, а также исследовано поведение плотности в экваториальной плоскости и на оси симметрии. Кроме того, были рассмотрены предельные по параметру β случаи (при $\beta \rightarrow 0$ получаем модель Шустера–Пламмера, а при $\beta \rightarrow \infty$ модель Яффе). Для них также были получены выражения для пространственной плотности, построены эквиденситы и графики хода плотности в экваториальной плоскости и на оси симметрии [1, 2].

Оценка параметра z_0

Для оценки параметра z_0 , входящего в выражение для плотности (8)–(13), будем использовать формулу, предложенную в работах Г.Г. Кузмина [3] и Л.П. Осипкова [10]:

$$z_0^2(R) = \frac{3 \frac{\partial \Phi(R, z)}{\partial R} + R \left(\frac{\partial^2 \Phi(R, z)}{\partial R^2} - 4 \frac{\partial^2 \Phi(R, z)}{\partial z^2} \right)}{\frac{\partial^3 \Phi(R, z)}{\partial R \partial z^2}} \Bigg|_{z=0} - R^2. \quad (14)$$

Будем предполагать, что квази-изотермический потенциал в окрестности Солнца будет близок к потенциалу Гарднера и др. [14]

$$\Phi = \Phi_H + \Phi_C + \Phi_D + \Phi_g, \quad (15)$$

где

$$\Phi_H = \frac{1}{2} V_h^2 \ln(R^2 + z^2 + R_0^2), \quad (16)$$

$$\Phi_C = - \frac{GM_{C_1}}{\sqrt{R^2 + z^2 + R_{C_1}^2}} - \frac{GM_{C_2}}{\sqrt{R^2 + z^2 + R_{C_2}^2}}, \quad (17)$$

$$\Phi_D = \sum_{i=1}^3 \frac{-GM_{d_i}}{\sqrt{R^2 + \left(a_{d_i} + \sqrt{(z^2 + b^2)} \right)^2}}, \quad (18)$$

$$\Phi_g = \sum_{n=1}^3 \frac{-GM_{g_n}}{\sqrt{R^2 + \left(a_{d_n} + \sqrt{(z^2 + b_g^2)} \right)^2}}. \quad (19)$$

Значения параметров $V_h^2, R_0, R_{C_1}, R_{C_2}, M_{C_1}, M_{C_2}, M_{d_i}, a_{d_i}, b, M_{g_n}, b_g$ были взяты из работы [14].

Этот потенциал подставляем в (14) для оценки z_0^2 . Находим, что в окрестности Солнца ($R_0 = 8$ кпк) $z_0 = 5.4$ кпк. Г.Г. Кузмин в своей работе получал, что $z_0 = 3.6$ кпк [4].

Оценка параметров κ, β, Φ_0

Для оценки значений параметров κ, β, Φ_0 будем сравнивать модельную кривую круговой скорости с данными о вращении Галактики, полученными из анализа профилей линии 21 см нейтрального водорода. Для построения кривой круговой скорости используем известную формулу

$$v_R^2 = -R \frac{\partial \Phi}{\partial R}. \quad (20)$$

Имея 239 измерений для зависимости скорости вращения Н I от расстояния до оси Галактики [9], найдем такие значения параметров κ, β, Φ_0 , при которых модельная кривая круговых скоростей как можно лучше аппроксимирует эти данные.

Для оценки параметров использовался метод наименьших квадратов. При этом минимизировалось целевая функция

$$L^2 = \sum_{i=1}^{239} p_i [v_R(R_i) - v_i]^2, \quad (21)$$

где $v_R(R_i)$ — значение круговой скорости, вычисленное по формуле (20) для галактоцентрического расстояния R_i ; v_i — значение круговой скорости по данным об Н I для этого расстояния; p_i — весовые коэффициенты (см. [9]).

Для определения границ доверительных интервалов использовалось следующее уравнение:

$$\zeta_1^2(a_m) = \zeta_0^2 \left(1 + \frac{1}{N_{free}} \right), \quad (22)$$

где

$$\zeta_0^2 = \min[\zeta^2(a)], \quad (23)$$

$$\zeta_1^2(a_m) = \min_{a_m=const} [\zeta^2(a)], \quad (24)$$

$$\zeta^2(a) = \sum_{j=1}^N p_j \delta V_j^2. \quad (25)$$

Здесь $a = (a_1, \dots, a_m, \dots, a_M)$ — вектор параметров, $\delta V_j^2 = [v_R(R_j) - v_j]^2$, $N_{free} = N - M$, где N — количество наблюдательных значений v , M — число параметров (см. [7]).

Заметим, что при поиске решения было удобно перейти от параметра β к связанному с ним параметру q

$$q = \frac{\beta}{\beta + 1}. \quad (26)$$

В результате минимизации функции L^2 были получены следующие значения: $\kappa = 0.32 \pm 0.01$ кпк⁻¹, $q = 1_{-0.008}^{+0}$, $\Phi_0 = 258.1 \pm 1.5$ км²/с². Средняя ошибка единицы веса $\sigma = 2.98$ км/с.

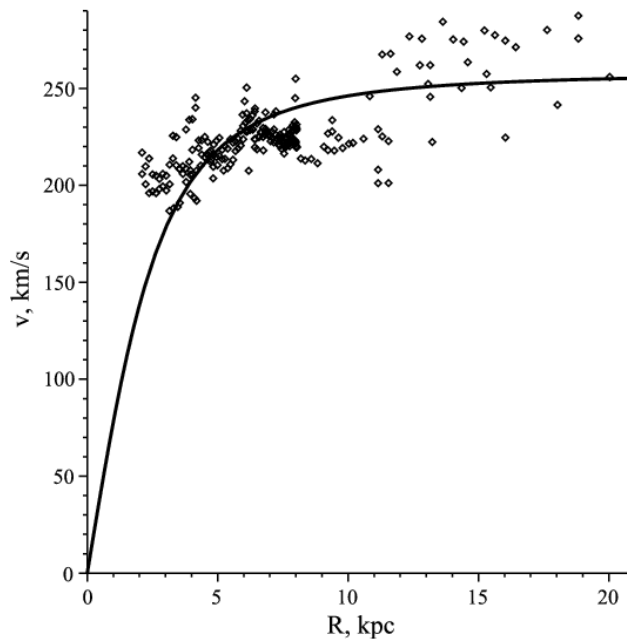


Рис. 1. Сравнение модельной кривой круговой скорости с наблюдательными данными по нейтральному водороду. Сплошная линия — модельная кривая, точки — наблюдательные значения.

Сравнение модельной кривой вращения для найденных значений параметров с наблюдательными данными представлено на рис. 1.

Квази-изотермическая модель Галактики

Для построения квази-изотермической модели Галактики подставляем полученные значения параметров в формулу для пространственной плотности (8)–(13). Приведем получившиеся эквиденситы, которые представлены на рис. 2. Плотность измеряется в единицах ρ_0 (значение центральной плотности при $\beta = \kappa = \Phi_0 = 1$). Полученные эквиденситы больше схожи с эквиденситами предельной ($\beta \rightarrow \infty$) модели Яффе [1, 2]. Это естественно, так как при $q = 1$ имеем $\beta \rightarrow \infty$.

Попробуем оценить массу такой модели. Будем полагать, что на больших расстояниях потенциал совпадает с потенциалом точечной массы. Тогда, после соответствующих преобразований (3) имеем

$$M = \Phi_0 \frac{\beta}{\kappa G}. \quad (27)$$

Оценка массы Галактики при получившихся значениях параметров Φ_0, κ и при $q = 0.992$ (нижняя граница доверительного интервала) составила $M = 6 \cdot 10^{12} M_{Sun}$. При $q = 1$ масса не ограничена. Заметим, что данное значение массы, полученное по асимптотике потенциала, является ее мажорирующим значением, поэтому оно превышает более прямые оценки по спутникам Галактики, $M \approx 1 \cdot 10^{12} M_{Sun}$ [11,15].

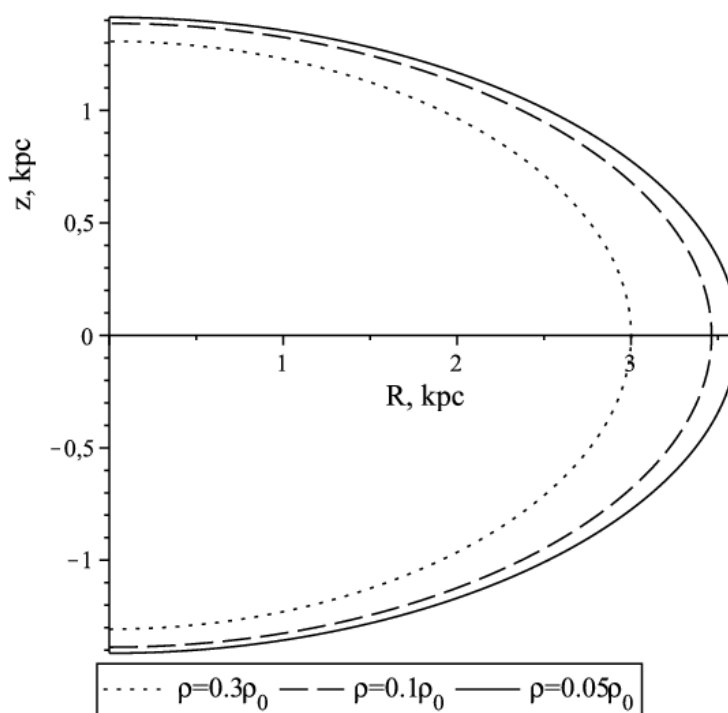


Рис. 2. Эквиденситы для квази-изотермической модели Галактики.

Сравнение модели со скоростями по нейтральному водороду показывает ее общую адекватность наблюдательным данным. В настоящем случае согласие получилось хорошим, а, значит, квази-изотермическая модель может быть применима для аппроксимации нашей Галактики.

Построение двухкомпонентной модели звездных систем

Как известно Галактика состоит из подсистем, каждая из которых описывается своим потенциалом. Поэтому естественно ожидать, что многокомпонентная модель будет лучше согласовываться с наблюдательными данными.

Перейдем от однокомпонентной модели, описанной выше, к двухкомпонентной, которая задается потенциалом

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2, \quad (28)$$

где Φ_1 как и раньше определяется (5), а Φ_2 определяется обобщенно-изохронным потенциалом

$$\Phi_2 = \Phi_0^1 \frac{\alpha}{\alpha - 1 + \sqrt{1 + \kappa_1^2 R^2}}, \quad (29)$$

где α — структурный параметр, κ_1, Φ_0^1 — масштабные параметры (см. [5]).

Производя, как и ранее, сравнение модельной кривой вращения (с соответствующими поправками на изменение потенциала) с 239 наблюдательными данными, в результате минимизации функции (21) мы получили следующие оптимальные значения для параметров двухкомпонентной модели: $\kappa = 0.074 \pm 0.001$ кпк⁻¹, $q = 0.943 \pm 0.008$, $\Phi_0 = 336.3 \pm 5.9$ км²/с², $\kappa_1 = 0.057 \pm 0.004$ кпк⁻¹, $\alpha = 0.40 \pm 0.02$, $\Phi_0^1 = 288.2 \pm 5.4$ км²/с². Средняя ошибка единицы веса $\sigma = 2.44$ км/с, что меньше, чем получалось для однокомпонентной модели. Как и ожидалось, можно говорить, что двухкомпонентная модель лучше аппроксимирует наблюдательные данные.

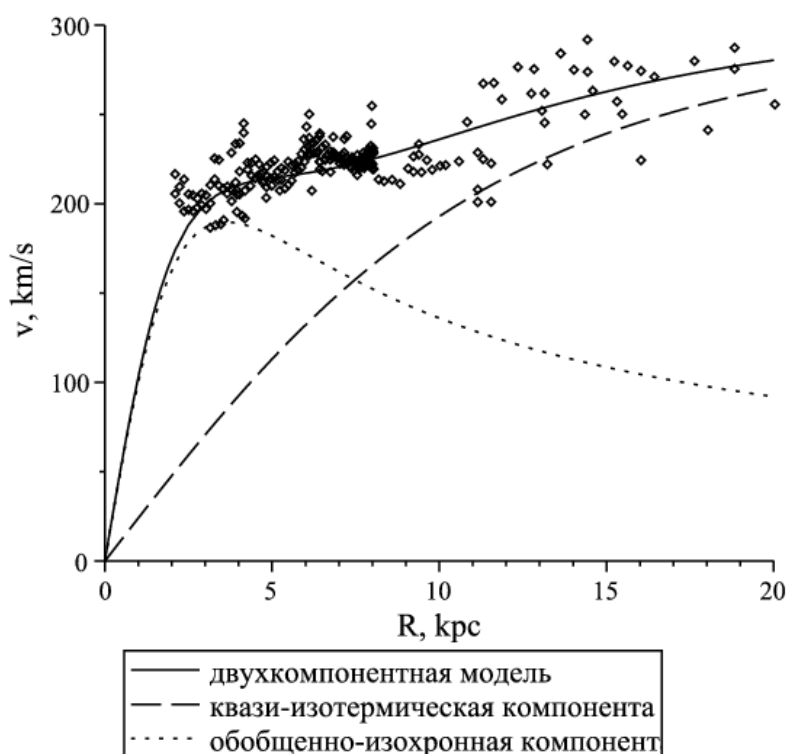


Рис. 3. Сравнение модельной кривой вращения с наблюдательными данными для двухкомпонентной модели.

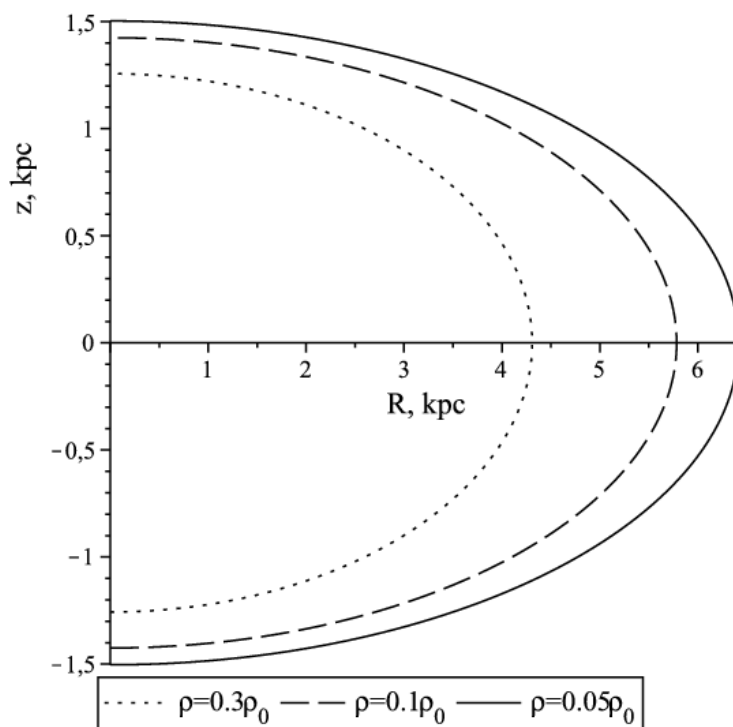


Рис. 4. Эквиденситы для двухкомпонентной модели Галактики.

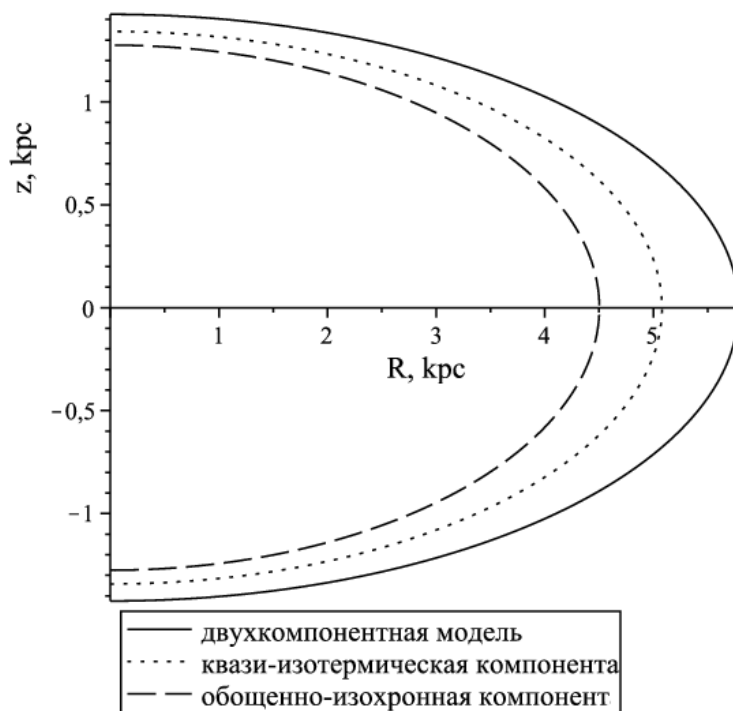


Рис. 5. Сравнение эквиденсит, соответствующих $\rho = 0.1\rho_0$, для квази-изотермической и обобщенно-изохронной компонент модели.

Сравнение кривой вращения для двухкомпонентной модели, а также кривых для отдельных компонент при получившихся значениях параметров с наблюдательными данными представлено на рис. 3.

Квази-изотермическая компонента здесь описывает гало Галактики. Обобщенно-изохронную компоненту можно в данном случае рассматривать как упрощенное представление вклада балджа и диска в потенциал Галактики.

Перейдем далее к построению модели распределения массы для такого потенциала. Функция φ имеет следующий вид:

$$\varphi(\xi) = \xi^2 \left(\Phi_0 \ln \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right) + \Phi_0^1 \frac{\alpha}{\alpha - 1 + \sqrt{1 + \kappa_1^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right). \quad (30)$$

Используя теорию построения моделей с третьим квадратичным интегралом, можем записать выражение для пространственной плотности

$$4\pi G\rho = \frac{-2\Phi(2 - \xi_1 - \xi_2) + \mu(\xi_1) + \mu(\xi_2)}{(\xi_1^2 - \xi_2^2)^2} + 2 \frac{(\nu(\xi_1) - \nu(\xi_2))(2 - \xi_1 - \xi_2)}{(\xi_1^2 - \xi_2^2)^3}, \quad (31)$$

где

$$\mu(\xi) = (\xi^2 - 1)[A_1 + A_2 + A_3], \quad (32)$$

$$A_1 = 2\Phi_0 \ln \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right) + 2\Phi_0^1 \frac{\alpha}{\alpha - 1 + \sqrt{1 + \kappa_1^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}}, \quad (33)$$

$$A_2 = -\Phi_0 \frac{5\xi^2 \beta \kappa^2 z_0^2 (1 - \kappa^2 z_0^2) - 2\xi^4 \beta \kappa^4 z_0^4}{[1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)]^{5/2} \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right)} - \Phi_0^1 \frac{5\xi^2 \alpha \kappa_1^2 z_0^2}{(\alpha - 1 + \sqrt{1 + \kappa_1^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)})^2 \cdot \sqrt{1 + \kappa_1^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} + \Phi_0^1 \frac{2\xi^4 \alpha \kappa_1^4 z_0^4}{(\alpha - 1 + \sqrt{1 + \kappa_1^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)})^3 \cdot (1 + \kappa_1^2 z_0^2 (\xi^2 - 1))}, \quad (34)$$

$$A_3 = -\Phi_0 \frac{\xi^4 \beta^2 \kappa^4 z_0^4}{[1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)]^3 \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right)^2} + \Phi_0^1 \frac{\xi^4 \alpha \kappa_1^4 z_0^4}{(\alpha - 1 + \sqrt{1 + \kappa_1^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)})^2 \cdot (1 + \kappa_1^2 z_0^2 (\xi^2 - 1))^{3/2}}, \quad (35)$$

$$v(\xi) = \Phi_0 \frac{\xi^4 \beta \kappa^2 z_0^2}{[1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)]^{3/2} \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{1 + \kappa^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}} \right)} + \Phi_0^1 \frac{\xi^4 \alpha \kappa_1^2 z_0^2}{(\alpha - 1 + \sqrt{1 + \kappa_1^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)})^2 \cdot \sqrt{1 + \kappa_1^2 z_0^2 (\xi^2 - 1)}}. \quad (36)$$

Подставляя в это выражение полученные значения параметров, можем построить эквиденситы, которые представлены на рис. 4. Эквиденситы отдельных компонент в сравнении с эквиденситами двухкомпонентной модели для $\rho = 0.1\rho_0$ представлены на рис. 5.

Как и ранее можем оценить массу. Очевидно

$$M = \frac{1}{G} \left(\Phi_0 \frac{\beta}{\kappa} + \Phi_0^1 \frac{\alpha}{\kappa_1} \right). \quad (37)$$

Оказалось, что она принимает значение $(6.0 \pm 1.2) \cdot 10^{12} M_{Sun}$.

Таким образом, в данном разделе была построена двухкомпонентная модель распределения массы. Основываясь на средней ошибке, мы можем полагать, что такая модель лучше аппроксимирует наблюдательные данные, чем однокомпонентная.

Заключение

В настоящей работе найдены оценки параметров квази-изотермической модели для нашей Галактики путем сравнения модельной кривой круговой скорости с данными, полученными по наблюдениям нейтрального водорода. Были построены эквиденситы для таких значений параметров, которые оказались схожи с эквиденситами предельной по параметру β модели Яффе. Оценено минимальное значение массы.

Аналогично по тем же данным была построена двухкомпонентная модель нашей Галактики, где вторая компонента описывается обобщенно-изохронным потенциалом. Построены эквиденситы, а также получена оценка для массы. Как и ожидалась, такая модель дает лучшее согласие с наблюдательными данными.

Одним из дальнейших направлений работы может быть построение трехкомпонентной модели. Кроме того, планируется применить квази-изотермическую модель к внешним галактикам.

Литература

1. Громов А.О. Новые штеккелевские модели галактик // Известия ГАО в Пулкове, 2013, № 221, с. 129–134.
2. Громов А.О. Модели галактик со штеккелевским потенциалом // Вестник СПбГУ. Сер. 1, 2014, вып. 2, с. 322–330.
3. Кузмин Г.Г. Третий интеграл движения звезд и динамика стационарной Галактики // Публ. Тарт. обсерв., 1952, т. 32, с. 332–368.
4. Кузмин Г.Г. Модель стационарной Галактики, допускающая трехосное распределение скоростей // Астрон. ж., 1956, т. 33, с. 27–45.
5. Кузмин Г.Г., Маласидзе Г.А. Форма гравитационного потенциала, позволяющая решить проблему плоских звездных орбит в эллиптических интегралах // Публ. Тарт. обсерв., 1969, т. 38, с. 181–250.
6. Кузмин Г.Г., Велтманн Ю.-И.К., Теньес П.Л. Квази-изотермические модели сферических звездных систем // Публ. Тарт. обсерв., 1986, т. 51, с. 232–242.

7. Кузмин Г.Г., Маласидзе Г.А. О некоторых моделях распределения массы звездной системы в теории третьего квадратичного интеграла движения // Публ. Тарт. обсерв., 1987, т. 52, с. 48–63.
8. Никифоров И.И. Моделирование закона вращения плоской подсистемы и определение расстояния до центра Галактики: реалистичность модели и оптимизация ее сложности // Астрофизика, 1999, т. 42, с. 399–406.
9. Никифоров И.И., Петровская И.В. Расстояние от Солнца до центра Галактики и кривая вращения по данным о кинематике нейтрального и ионизованного водорода // Астрон. ж., 1994, т. 71, с. 725–736.
10. Осипков Л.П. О применимости третьего квадратичного интеграла к некоторым моделям распределения масс в звездных системах // Вестник ЛГУ, 1975, № 7, с. 151–158.
11. Cautun M., Frenk C.S., van de Weygaert R., Hellwing W.A., Jones B.J.T. Milky Way mass constraints from the Galactic satellite gap // Mon. Not. R. Astr. Soc., 2014, vol. 445, issue 2, p. 2049–2060.
12. Dejonghe H., de Zeeuw T. Analytic axisymmetric galaxy models with three integrals of motion // Astroph. J., 1988, vol. 333, p. 90–129.
11. de Zeeuw T., Peletier R., Franx M. Mass models with Stäckel potentials // Mon. Not. R. Astr. Soc., 1986, vol. 221, p. 1001–1022.
13. Gardner E., Nurmi P., Flynn C., Mikkola S. The effect of the solar motion on the flux of long-period comets // Mon. Not. R. Astr. Soc., 2011, vol. 411, p. 947–954.
14. Gromov A.O. New quasi-isothermal models of galaxies // Astron. Tsirkulyar, 2012, № 1579.
15. Karachentsev I.D., Kudrya Y.N. Orbital Masses of Nearby Luminous Galaxies // Astron. J., 2014, vol. 148, issue 3, article id. 50.

MODEL OF THE GALAXY WITH THE QUASI-ISOTHERMAL POTENTIAL

Gromov A.O., Nikiforov I.I.

Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia

Earlier the quasi-isothermal model of distribution of mass was constructing. Suppose, that the third quadratic in the velocity integral of motion exists. Hence, the potential of this model is of Stäckel's type. The theory of constructing such models was developed by G.G. Kuzmin.

Some results for the quasi-isothermal model is presented in this work. An application of this model to our Galaxy was studied. Comparing the model curve of circular speed with observational data, which were obtained from observations of neutral hydrogen, estimations of structural and scale parameters of this model are found. Equidensities were drawn.

Also a two-component model, where second component is described by the generalized-isochrone potential, is constructed. For this model the expression for spatial density was obtained. Estimations of structural and scale parameters for our Galaxy were found. Equidensities are presented.

О ДВИЖЕНИЯХ ЛУНЫ КАК ВОЗМОЖНОМ КЛИМАТООБРАЗУЮЩЕМ ФАКТОРЕ

Зотов Л.В.^{1,4}, Сидоренков Н.С.², Бизуар К.³

¹ГАИШ МГУ

²Гидрометцентр России

³Парижская обсерватория

⁴НИУ ВШЭ

Известно, что наклон оси вращения Земли к эклиптике определяет максимальное и минимальное склонение Солнца в дни солнцестояний. Вариации этого параметра, согласно теории Миланковича, являются одной из причин оледенений. Ряд фактов указывает на то, что движения Луны от экватора до максимальных склонений также влияют на процессы в атмосфере и океане. Изменение максимальных склонений Луны в 18.6-летнем цикле прецессии лунной орбиты может иметь существенное значение для климата.

В работе обсуждаются результаты анализа угловых моментов атмосферы, давления и ветров, температуры на Земле и уровня моря, которые сопоставляются с вращением Земли и лунными приливными эффектами.

1. Естественные вариации климата

В последние десятилетия в ходе работы Межправительственной группы экспертов по изменению климата (IPCC) были опубликованы отчеты по климату [7], содержащие сведения о наблюдаемых изменениях температуры на Земле и уровня моря, о таянии льдов, изменениях концентрации парниковых газов и др. Большое внимание уделено прогнозированию этих процессов на будущее с использованием глобальных моделей динамики атмосферы и океана. Однако, несмотря на учет большого числа факторов в таких моделях, они плохо воспроизводят так называемые “естественные вариации”, среди которых квази 60-летние и 20-летние вариации температуры (до 0.3°) и уровня моря (до 30 мм), наблюдавшиеся в последние 150 лет. Такие вариации хорошо выделяются [12–16, 21, 22] из данных по средней глобальной температуре (HadCRUT4), уровню моря [6, 8], приповерхностной температуре океана (HadSST) и показаны на рис. 1. Причины этих вариаций малопонятны. Так, о 60-летних вариациях говорят как о Многолетнем атлантическом колебании (MAO), затрагивающем северную Атлантику, Арктику и северные континенты [1]. Квази 20-летние вариации характерны для некоторых районов Индийского и Тихого океанов [15]. Для их объяснения привлекают естественные моды, такие как южное колебание El Nino (квазипериодичность 2–8 лет), вулканическую деятельность и другие факторы. Вместе с тем, авторы данной работы предлагают обратить внимание на 18.6-летнюю прецессию лунной орбиты.

2. Атмосферные процессы и движения Луны

Еще в начале XX века метеоролог Мультановский ввел понятие естественного синоптического периода, наблюдая однотипные интервалы эволюции синоптических процессов со средним периодом 7 дней. Посвятив многие годы исследованиями вращения Земли и его взаимосвязи с атмосферными процессами, один из авторов данной работы [17] пришел к заключению, что смены таких синоптических режимов особенно часто происходят в дни недельных экстремумов приливных вариаций в скорости вращения Земли [18, 19]. В эти дни имеется большая вероятность смены локальных погодных характеристик, таких как температура, облачность, давление, направление и сила ветра, что может быть использовано для прогнозирования погоды [17, 18].

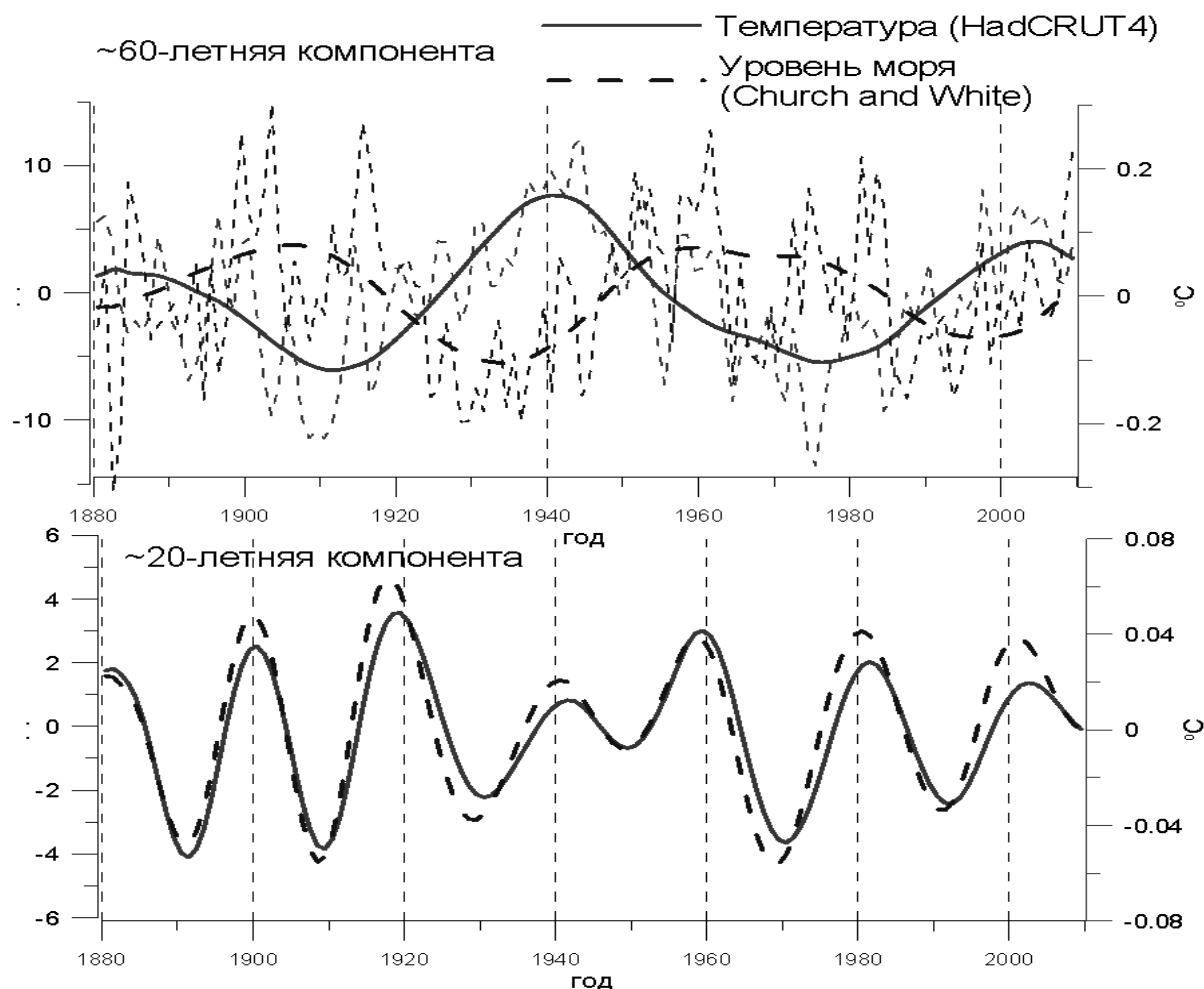


Рис. 1. 60-летние (вверху) и 20-летние (внизу) колебания в глобальной средней температуре на Земле (красным) и уровне моря (синим), выделенные из данных HadCRUT4 и GMSL [6] методом МССА после снятия квадратичного тренда [22].

Недельные экстремумы в скорости вращения Земли представлены на рис. 2. Они имеют место каждые 4–9 дней и связаны с лунными зональными приливами, природа которых такова: Луна пересекает небесный экватор каждые 13.6 дней, двигаясь попеременно из южной полушферы в северную, и наоборот. При пересечении Луной экватора приливной балдж добавляется к экваториальному утолщению* Земли, и Земля несколько тормозится. Это увеличивает продолжительность земных суток (LOD) примерно на миллисекунду ($\sim 10^{-8}$ от средней продолжительности суток в 86400 сек), на эти моменты приходятся максимумы LOD. Минимумы же LOD приходятся на моменты, когда Луна достигает максимальных склонений, т.е. уходит от экватора на максимальный угол в северное, либо южное полушария. Время движения Луны от экватора к этим точкам меняется от 4 до 9 суток, в зависимости от того, где расположен перигей лунной орбиты. Согласно третьему закону Кеплера, вблизи перигея Луна движется по орбите быстрее, чем вблизи апогея. Перигей же смещается с периодом 8.85 лет, находясь то в северной, то в южной небесных полушферах. Тем самым, лунный месяц можно условно разделить на “четыре сезона” в среднем по неделе каждый, на которые приходится два максимума и два минимума LOD. Текущую ситуацию можно посмотреть на сайте <http://astropage.ru/guide/moon/decl/>.

* Вариации динамического форм-фактора J_2 с годовым и декадным периодами наблюдаются спутниковыми методами GRACE и SLR [5].

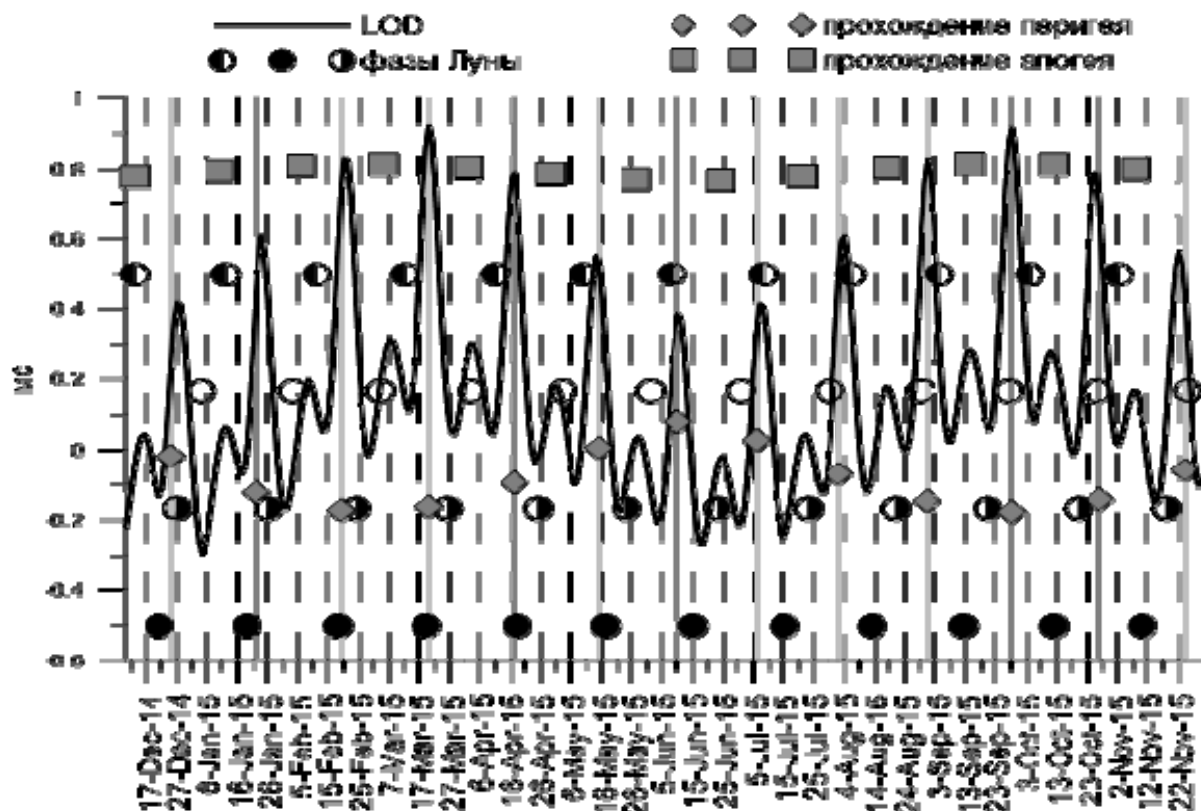


Рис. 2. Приливные изменения продолжительности суток LOD в 2015 г., вычисленные по модели IERS для зональных лунно-солнечных приливов. Отмечены также моменты прохождения перигея и апогея и смена фаз Луны (закрашенный круг в новолуние).

Величина максимумов на рис. 2 зависит от положения перигея, свой эффект накладывает также положение Солнца, например близость новолуния и прохождения перигея (20.03.15) и полнолуния и прохождения перигея (29.09.15) вблизи равноденствий приводят к особенно большим максимумам LOD. На размах кривой влияет также угол отклонения Луны от экватора (склонение), который меняется с периодом 18.6 года. Прецессия узлов орбиты Луны приводит к тому, что в некоторые годы (1997, 2015), когда орбита Луны оказывается лежащей между экватором и эклиптической, максимальное склонение Луны может достигать лишь до ± 18 градусов. Через 9 лет (2007, 2024), орбита Луны поднимается над эклиптической, и максимальные лунные склонения достигают уже до ± 29 градусов.

В работе [3] нам удалось убедительно показать, что лунный прилив приводит к изменениям атмосферного давления, которые, даже будучи незначительными, влияют на силу ветра в верхних слоях атмосферы. При спектральном анализе данных NCEP/NCAR по атмосферному угловому моменту (ААМ) в небесной системе отсчета, как для ветров, так и для давлений четко вырисовывается пик с периодом 13.6 суток, а также появляется размытый пик со средним периодом около 7 суток. Для 13.6-суточных вариаций давления удалось установить связь с приливной волной O1 и, в предположении гидростатического равновесия, получить формулу, дающую амплитуду и фазу, хорошо согласующиеся с наблюдаемыми. Размытый пик вблизи 7 суток может быть связан с движениями Луны от экватора к максимальным склонениям [19].

И хотя суммарная изменчивость атмосферного давления и ветров на всех частотах в сотню раз превышает изменчивость, связанную с лунным приливом O1, работы [3, 11, 18] не оставляют сомнений в том, что движения Луны являются важным метеорологическим фактором.

3. Долгопериодические особенности во вращении Земли и климатических характеристиках

Процессы в атмосфере и океане, связанные с изменениями ветров и течений, а также атмосферного и придонного давлений, согласно закону сохранения момента импульса, непосредственно влияют на вращение Земли и сказываются на положении полюса и продолжительности суток [9]. Если предположить, что движения Луны влияют на циркуляцию океана и атмосферы, то это найдет отражение во вращении Земли, а воздействие на режим перемешивания скажется на температуре. Кроме прочего, не следует забывать и о том, что все движения Луны симметрично отражаются движениями Земли относительно центра масс системы Земля-Луна, но с меньшей (в 81 раз) амплитудой. Это может сказываться на процессах в недрах планеты [2].

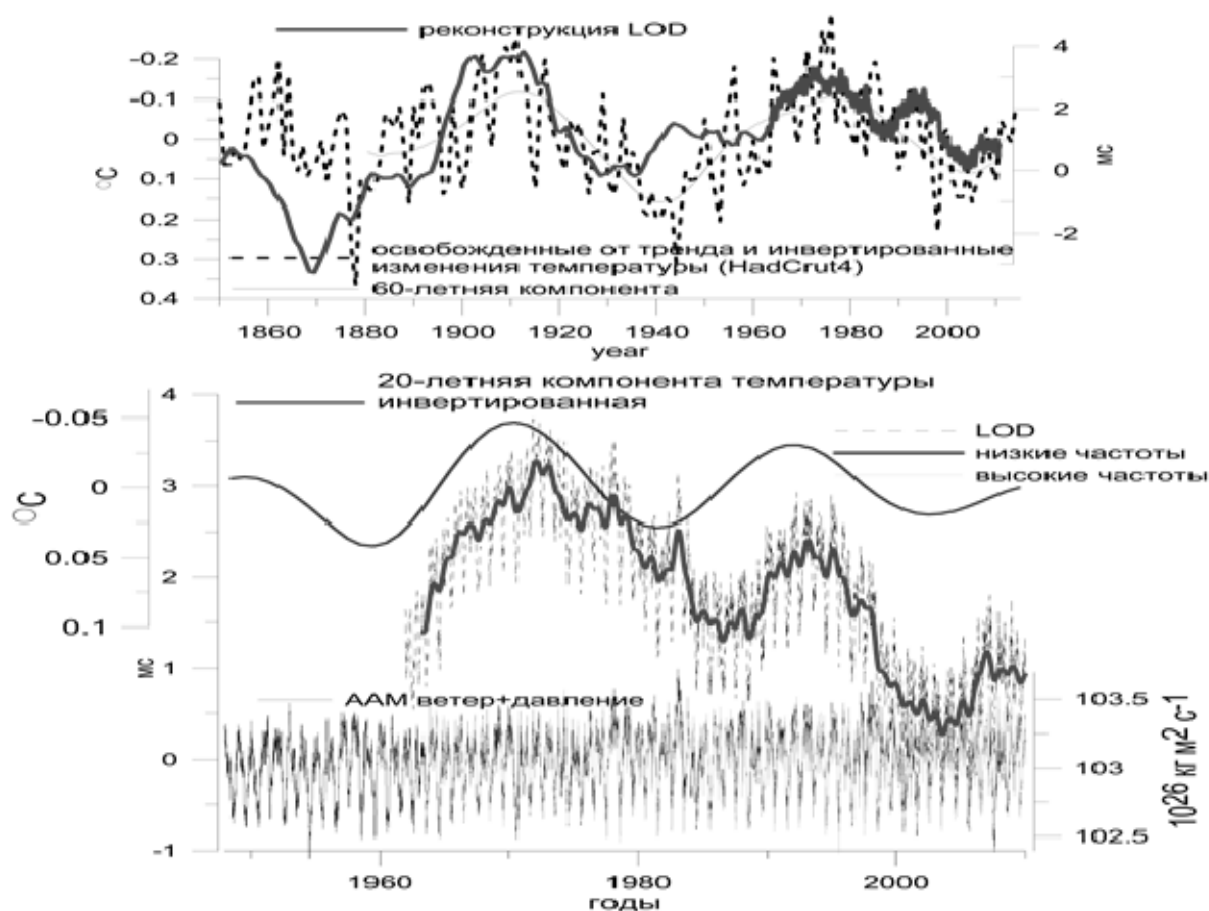


Рис. 3. Изменения скорости вращения Земли на шкале 150 лет (вверху) и с 1964 г. внизу, сопоставленные с 60 и 20-летними вариациями температуры на Земле. Приливные эффекты (рис. 2) из LOD вычтены. На графике внизу показаны изменения углового момента атмосферы ААМ, хорошо согласующиеся с высокочастотными изменениями LOD.

На рис 3. показаны изменения продолжительности суток LOD на интервале 150 лет (вверху), восстановленные на основе данных о затмениях и покрытиях звезд Луной, а также на интервале 60 лет (внизу), полученные уже намного более точными методами сравнения с атомным временем. Хорошо видны долгопериодические вариации квази 60-летнего и 20-летнего периодов. Наличие сходства между изменениями температуры (после снятия тренда и инвертирования) и низкочастотными вариациями в продолжительности суток LOD отмечено еще в классической монографии К. Ламбека [9]. Сходство 20-летней компоненты температуры с низкочастотными вариациями LOD показано нами впервые [21].

Высокочастотная изменчивость LOD с периодами менее года связана с атмосферной изменчивостью, что хорошо заметно на рис. 3 внизу при сопоставлении высокочастотных вариаций LOD и ААМ. Однако низкочастотных изменений существенной амплитуды данные реанализа ААМ не показывают. Вариации углового момента океана (ОАМ), похоже, тоже недостаточны, чтобы объяснить низкочастотные изменения LOD. Обычно полагают, что они связаны с внутренними процессами в Земле обменом моментом в недрах Земли и т.п. [4].

Изменения скорости вращения Земли определяют лишь одну, хотя и наиболее важную компоненту мгновенного вектора скорости вращения, две другие даются положением полюса. В работе [23] нами было установлено, что возбуждение наиболее значительной компоненты в движении полюса, т.н. Чандлеровского колебания полюса, имеет 20-летние модуляции амплитуды.

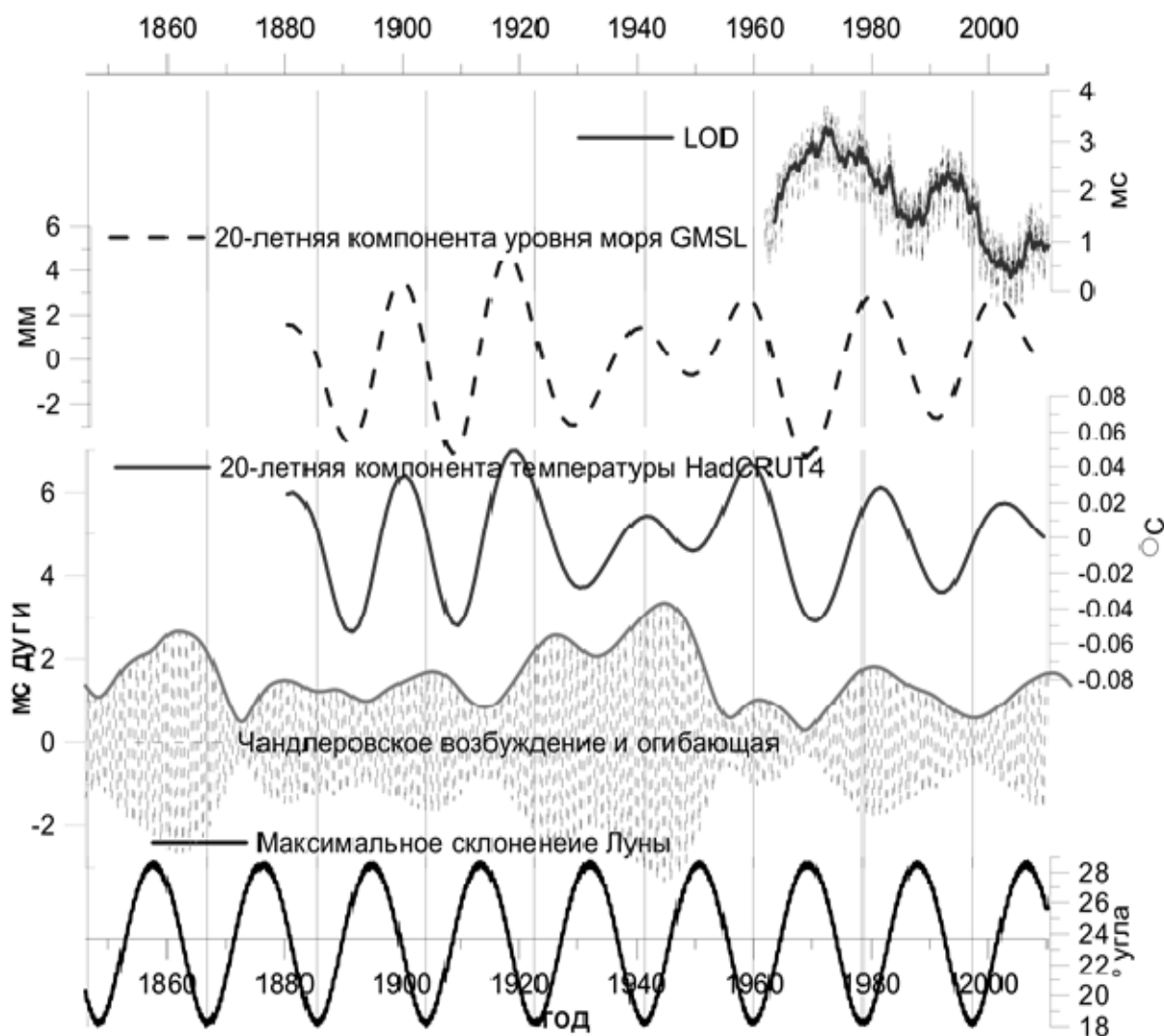


Рис. 4. 20-летние компоненты геофизических характеристик и максимальные склонения Луны.

На рис. 4 представлены графики 20-летних компонент, выделенных из изменений глобальной температуры на Земле, уровня моря, LOD и Чандлеровского возбуждения. При сопоставлении с кривой изменений максимальных склонений Луны в 18.6-летнем цикле регрессии узлов становится заметна синхронность между экстремумами этих кривых. Наличие таких синхронных колебаний особенно удивительно, если учесть, что модели приливов предварительно вычтены из данных по уровню моря, LOD и др.

Мы склонны считать, что хорошее согласие квази 20-летних компонент в данных по климату и вращению Земли между собой и с 18.6-летним лунным приливом не случайно. Движения Луны от экватора к максимальным склонениям, амплитуда которых меняется в 18.6-летнем цикле регрессии узлов, может накладывать свой отпечаток на многие геофизические процессы, среди которых вращение Земли, изменения атмосферной и океанической циркуляции, а также климата.

4. Заключение и дискуссия

В то время как основное внимание климатологов сосредоточено на трендах глобального потепления, имеющих антропогенную природу и проявляющихся в росте температуры на Земле и уровня моря, немало интересной информации содержит естественная многолетняя изменчивость, выделяемая на их фоне. Считается, что с середины 2000-х годов потепление на Земле замедлилось, наступила так называемая пауза – Hiatus. Из рис 1. видно, что эта пауза может быть связана с естественными 60 и 20-летними колебаниями температуры, достигшими своего максимума, и идущими теперь на убыль. Не исключено, что в ближайшие годы мы столкнемся с некоторым похолоданием климата.

В своей книге “Геофизические уравнения” [10] бывший президент EGU В. Лоури в разделе вращение Земли говорит о важной климатообразующей роли вращения Земли и положения ее оси в пространстве. Это неудивительно, ведь наклон оси определяет смену сезонов, его малые изменения ведут к оледенениям, а вращение Земли вокруг оси определяет течения в океанах и зональную атмосферную циркуляцию.

Исследования вращения Земли привели авторов к заключению, что и на интервалах времени от недель до десятилетий имеется взаимосвязь между вращением Земли и погодными изменениями, переходящими в климатические.

На режиме вращения Земли существенно сказывается лунно-солнечный прилив. На наш взгляд этот фактор также следует учитывать в метеорологии и климатологии.

Было установлено, что в изменениях скорости вращения Земли, температуре на планете, уровне моря, возбуждении Чандлеровского колебания имеются синхронные вариации с периодом около 20 лет. Это может быть следствием влияния на все эти процессы движений Луны от экватора к максимальным северным/южным склонениям, диапазон которых меняется от 18 до 29 градусов в цикле прецессии орбиты Луны с периодом 18.6 года.

В современной теории вращения Земли проводят разделение между астрономическими эффектами, действующими в частотном диапазоне прецессии и нутации (период более 2 суток в небесной системе отсчета), и геофизическими эффектами, влияющими на положение полюса в земной системе отсчета. Амплитуда 18.6-летней нутации составляет всего около 17", а расчетные эффекты в движении полюса еще меньше. Однако Земля не вполне “подчиняется” теоретикам, и геофизические эффекты проникают в диапазон нутации (пример – свободная нутация ядра), а астрономические, похоже, влияют на процессы в океане и атмосфере. Обсуждаемые нами движения Луны ортогональны к плоскости экватора, они модулируют по силе суточные, полусуточные и зональные приливы. Не исключено, что они влияют на перемешивание в океане и атмосфере, что может сказываться на температуре, хотя и не находит пока отражения в рядах угловых моментов атмосферы и океана, которые, впрочем, не очень продолжительны.

За движениями Луны человечество следит многие тысячелетия, и даже Камилль Фламарион в своем труде “Атмосфера” [20] от 1890-го года пишет о том, что Луна, в частности, смена ее фаз не может влиять на погоду. Мы же говорим не о фазах, зависящих от взаимного расположения Луны и Солнца, а о прохождении Луной экватора и

её отклонения от него на максимальные углы. Эти движения определяют своего рода четыре “лунных сезона” с двумя точками “лунных равноденствий” (пересечение небесного экватора) и двумя точками “стояний” (максимального северного и южного склонений). Используя детальные и точные данные о Земле, которых не было у предшественников, но появившиеся лишь в нашу эпоху, удастся понять, что такие лунные движения могут синхронизовать хаотические атмосферные и океанические процессы и являться важными климатообразующим фактором. Детальный механизм этого влияния еще предстоит установить.

Литература

1. *Andronova, N.G.; Schlesinger, M.E.* Causes of global temperature changes during the 19th and 20th centuries // *Geophys. Res. Lett.* 27: 2137–2140. Bibcode: 2000GeoRL.27.2137A. doi:10.1029/2000GL006109, 2000.
 2. *Avsyuk Yu.N.*, Tidal forces and natural processes, Shmidt IPE RAs, Moscow, 1996.
 3. *Bizouard C., L. Zotov, and N. Sidorenkov.* Lunar influence on Equatorial Atmospheric Angular Momentum, *Journal of Geophysical Research // Atmospheres*, DOI: 10.1002/2014JD022240, 2014.
 4. *Bizouard C.* Le mouvement du pôle de l'heure au siècle. Presses Académiques Francophones, 2014.
 5. *Cheng, M., B.D. Tapley, and J.C. Ries.* Deceleration in the Earth's oblateness // *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 118, 740–747, doi:10.1002/jgrb.50058, 2013.
 6. *Church J.A.* et al. 2011, *GRL*, 38, L18601, doi:10.1029/2011GL048794
 7. IPCC fifth assessment report: Climate Change 2013: The Physical Science Basis, <http://www.climatechange2013.org/>, 2013.
 8. *Jevrejeva, S., J.C. Moore, A. Grinsted, and P.L. Woodworth.* // *Geophys. Res. Lett.*, 35, L08715, doi:10.1029/2008GL033611, 2008.
 9. *Lambeck K.* The Earth's Variable Rotation; Geophysical Causes and Consequences, Cambridge University Press, 1980.
 10. *Lowrie W.* A student's Guide to Geophysical Equations, Cambridge University Press, 2013.
 11. *Li Guoqing, Zong Haifen, Zhang Qingyun.* 27.3-day and average 13.6-day periodic oscillations in the Earth's rotation rate and atmospheric pressure fields due to celestial gravitation forcing // *Advances in Atmospheric Sciences*, Springer, Vol. 28, N 1, 45-58, 2011.
- Максимов И.В.*, Геофизические силы и воды океана. – Л.: Гидрометеиздат, 1970.
12. *Qian W.H., Lu Bo, Zhu C.W.* // *Chinese Science Bulletin*, 55, 19. pp. 1963–1967, 2010.
 13. *Rahmstorf S.*, A Semi-Empirical Approach to Projecting Future Sea-Level Rise Science, Vol. 315 no. 5810 pp. 368-370, DOI: 10.1126/science.1135456, 2007.
 14. *Scafetta N.* Empirical evidence for a celestial origin of the climate oscillations and its implications // *J. Atmos. Solar-Terrest. Phys.* 72 (13), 16. *Сидоренков Н.С., К.А. Сумерова*, Геодинамические причины декадных изменений климата // *Труды Гидрометцентра России*, вып. 348, с. 195–214, 2012.
 15. *Schlesinger, M.E.* An oscillation in the global climate system of period 65-70 years". *Nature* 367 (6465): 723–726. Bibcode:1994. Natur.367.723S. doi:10.1038/367723a0, 1994
 16. *Shen Yunzhong, Yi Chen, Yingchen Ao:* Global Mean Sea Level Rise Analysis and Prediction by Using Singular Spectrum Analysis, APSG-2013.
 17. *Сидоренков Н.С., Сумерова К.А.* Геодинамика и гидрометеорологические прогнозы, 80 лет, Гидрометцентру России – М.: ТРИАДА ЛТД, С. 254–263, 2010.
 18. *Сидоренков Н., К. Бизуар, Л. Зотов, Д. Салстейн.* Угловой Момент Атмосферы // *Природа*, №. 4, с. 22–28, РАН, 2014
 19. *Sidorenkov N.S.* The Interaction Between Earth's Rotation and Geophysical Processes, Wiley-VCH Verlag, 2009. 951–970, 2010.
 20. *Фламарион К.* Атмосфера. Издание Луковникова, С-Петербург, 1900.
 21. *Zotov L., C. Bizouard, and N. Sidorenkov*, On possible interconnections between climate change and earth rotation, talk at COSPAR-2014, MSU, 8 August 2014.
 22. *Zotov L.V.* Sea Level and Global Earth Temperature Changes have common oscillations // *Odessa Astronomical Publications*, vol. 26/2, pp. 289–291, 2013.

23. Zotov L., C. Bizourad. On modulations of the Chandler wobble excitation, Journal of Geodynamics, special issue "Earth rotation", N 62 p. 30-34, DOI: 10.1016/j.jog.2012.03.010, 2012

MOON MOTIONS AS POSSIBLE CLIMATOLOGICAL FACTOR

Zotov L.V.^{1,4}, Sidorenkov N.S.², Bizouard C.³

¹*SAI MSU*

²*Hydrometeorological center of Russia*

³*Paris observatory*

⁴*NRU HSE*

It is well known, that inclination of the Earth rotation axis to the ecliptic plain defines the maxima and minima declination of the Sun on the days of solstices. According to the Milankovitch theory variations of this parameter are one of the causes of the glacial periods. Some facts show, that motions of the Moon from equator to the maxima declinations also influence the processes in the atmosphere and ocean. The changes of maxima declinations of the Moon in the 18.6-year orbital precession cycle could put important footprint on the Earth climate.

We discuss the results of analysis of the atmospheric angular momentum, pressures and winds, Earth mean temperature, sea level changes, comparing them with the Earth rotation changes and moon tidal effects.

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРА СРЕДНЕГО ВОЗРАСТА J1741-2054

Карпова А.^{1,2}, Даниленко А.¹, Шибанов Ю.^{1,2}, Штернин П.^{1,2}, Зюзин Д.¹

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе

²СПбГПУ

В работе представлен спектральный анализ рентгеновского излучения пульсара J1741-2054. Использовались архивные данные обсерватории «Чандра» с 2010 по 2013 г. Спектр пульсара содержит тепловую компоненту, которая описывается моделью чернотельного излучения с температурой ≈ 60 эВ и радиусом излучающей области $\approx 17 D_{\text{кпк}}$ км. В случае если тепловое излучение идет со всей поверхности звезды, то расстояние до пульсара составляет ≈ 0.8 кпк. По характеристическому возрасту и температуре поверхности J1741-2054 похож на хорошо изученный пульсар B1055-52. Оба пульсара горячее, чем предсказывает сценарий стандартного остывания.

1. Введение

Исследовать вещество, находящееся в экстремальных условиях в недрах нейтронных звезд (НЗ), можно с помощью анализа теплового излучения, генерируемого на их поверхности [1]. Близкие пульсары среднего возраста являются подходящими объектами для этой цели. В рентгеновских спектрах многих из них хорошо выделяется тепловая компонента. В некоторых случаях излучение идет со всей поверхности НЗ и можно определить ее поверхностную температуру. К настоящему времени это сделано всего для десятка пульсаров среднего возраста. Недавние результаты орбитальной обсерватории «Ферми» открывают новые возможности в этой области.

Гамма пульсар среднего возраста J1741-2054 (далее J1741) имеет период $P = 413$ мс, характеристический возраст $\tau_c = 391$ тыс. лет, магнитное поле $B = 2.7 \times 10^{12}$ Гс и темп потери вращательной энергии $\dot{E} = 9.5 \times 10^{33}$ эрг/с [2]. Пульсар был открыт с помощью телескопа «Ферми» [3]. Расстояние до пульсара, вычисленное по мере дисперсии, равной 4.7 пк/см³ [4], составляет 380 пк при использовании модели распределения электронной плотности в Галактике Кордеса и Лацио [5]. Также была обнаружена туманность, созданная головной ударной волной, излучающая в линии H_α [6]. В рентгеновском диапазоне обсерваторией «Чандра» наблюдаются точечный объект, отождествленный с пульсаром, компактная туманность пульсарного ветра и длинный «хвост», протянувшиеся на $7''$ и $2'$ от пульсара, соответственно [6].

Романи и др. [6] указали на существование мягкой тепловой компоненты в спектре пульсара; однако, анализ теплового излучения до настоящего времени не был представлен за исключением краткой аннотации [7]. В данной работе восполнен этот пробел и представлены результаты анализа теплового излучения пульсара.

2. Анализ рентгеновского спектра¹

J1741 наблюдался в рентгеновском диапазоне обсерваторией «Чандра» в 2010 и 2013 гг. Были проанализированы все семь сетов данных с суммарным временем экспозиции 3.3×10^5 с. Для анализа использовался пакет программ CIAO v.4.6.

Изображение пульсара и его окрестностей в диапазоне 0.7-8.0 кэВ, полученное комбинированием всех сетов данных, представлено на рис. 1. Компактная туманность пульсарного ветра и протяженный «хвост» отчетливо видны.

¹ Подробнее см. в работе [8].

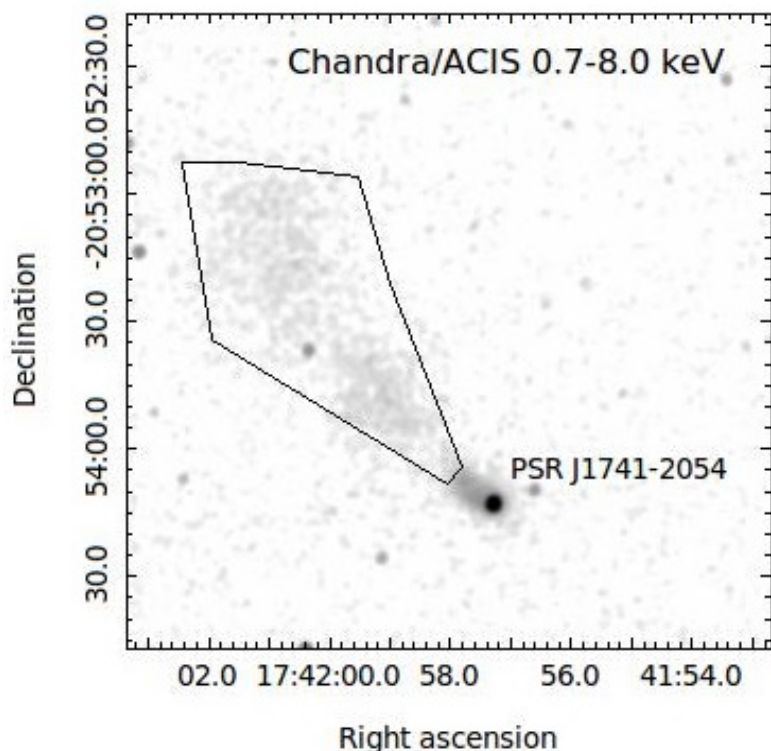


Рис. 1. Изображение пульсара и его окрестностей в диапазоне энергий 0.7–8 кэВ (размер изображения 2.5'×2.5', используется логарифмический масштаб яркости). Протяженный «хвост» туманности очерчен многоугольником.

Для извлечения спектра пульсара в каждом сете данных была выбрана апертура радиусом 1."5, которая содержала $\geq 95\%$ фотонов источника. С помощью стандартных инструментов пакета XSPEC v.12.8.1 спектры были аппроксимированы совместно в диапазоне 0.3–10 кэВ. Используемая модель представляла собой сумму степенной компоненты (PL), моделирующей магнитосферное излучение, и тепловой компоненты, моделирующей излучение с поверхности НЗ. В качестве тепловой компоненты рассматривались модели атмосфер НЗ NSA [9] и NSMAX [10], а также модель чернотельного излучения (BB).

Модели NSA+PL, NSMAX+PL, BB, PL и BB+BB были отвергнуты вследствие больших значений χ^2_ν . Напротив, модель BB+PL оказалась статистически приемлемой: $\chi^2_\nu = 1.06$ (dof = 557). Ее сравнение с наблюдательными данными приведено на рис. 2, а параметры аппроксимации – в таблице 1.

Таблица 1. Параметры аппроксимации для модели BB+PL.
Ошибки соответствуют 90% доверительному интервалу

Колонковая плотность N_H	$1.38^{+0.19}_{-0.19} \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$
Фотонный индекс Γ	$2.66^{+0.06}_{-0.06}$
Нормировочная константа (для PL)	$1.2^{+0.06}_{-0.06} \times 10^{-4} \text{ фотонов кэВ}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Радиус излучающей области	$17^{+3.5}_{-3} D_{\text{кпк}} \text{ км}$
Температура	60^{+2}_{-2} эВ
χ^2_ν (dof)	1.06 (557)

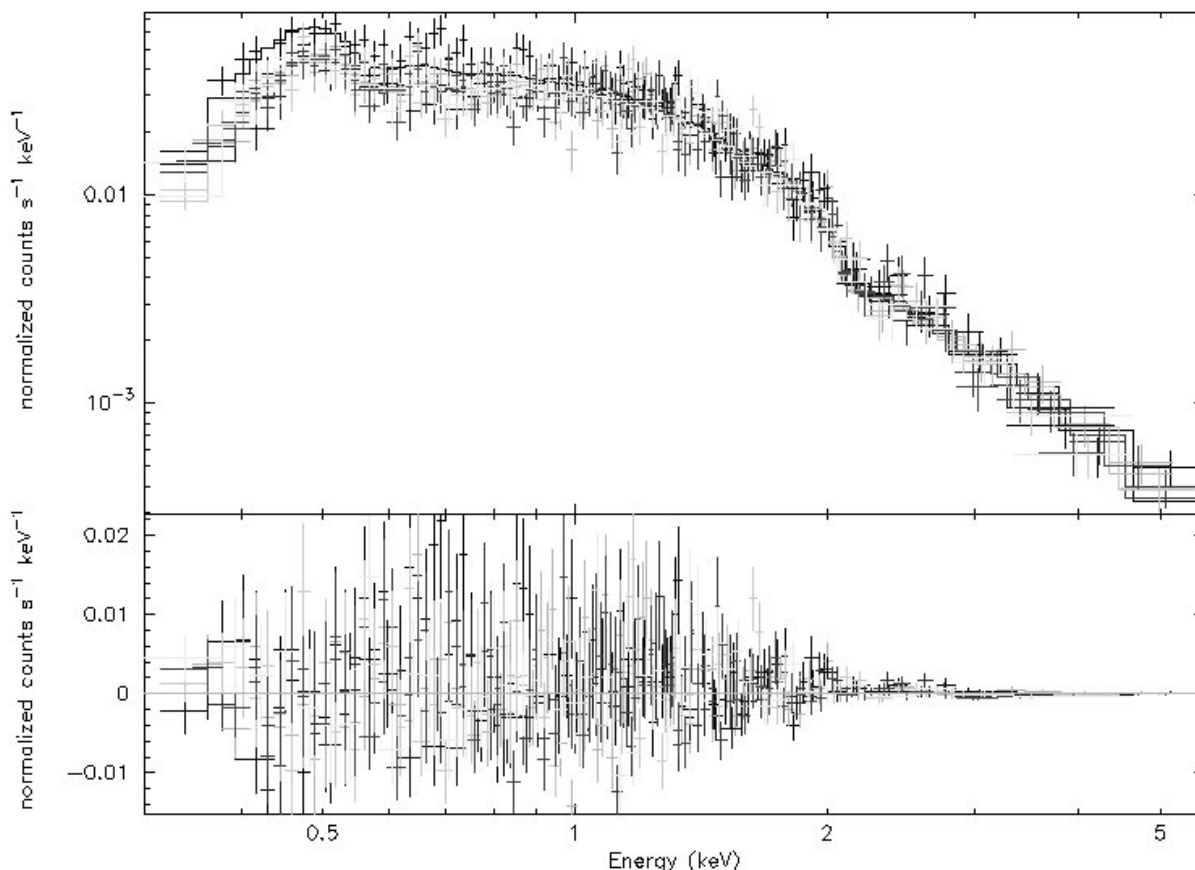


Рис. 2. Модель VV+PL, наблюдательные данные (вверху) и отклонения данных от аппроксимации (внизу).

Аппроксимация спектра «хвоста» степенным законом с учетом поглощения дает $N_{\text{H}} = (1.6 \pm 0.5) \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ и $\Gamma = 1.78 \pm 0.15$, что согласуется с результатами Романи и др. [6] и значением N_{H} , полученным при аппроксимации спектра пульсара. Для согласования такого высокого значения N_{H} с низким значением электронной плотности $N_{\text{e}} \approx 1.4 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$, которое соответствует мере дисперсии, Романи и др. предположили низкую степень ионизации на луче зрения в направлении на пульсар.

Обсуждение

Возможна ситуация, когда излучение идет со всей поверхности звезды. Видимый радиус НЗ с параметрами $M = 1.4M_{\odot}$, $R = 10$ км составляет $R^{\infty} = R / \sqrt{1 - 2GM / (Rc^2)} = 13$ км, где G – гравитационная постоянная, а c – скорость света (см. [1] и приведенные там ссылки). Тогда по результатам аппроксимации пульсар должен находиться на расстоянии $(0.8 \pm 0.2) R_{13\text{км}}$ кпк, что в два раза больше расстояния, вычисленного по мере дисперсии.

Можно сделать независимые оценки расстояния до пульсара:

- Значение N_{H} , полученное при аппроксимации, составляет примерно половину всей колонковой плотности Галактики в направлении на пульсар, $3 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$, согласно исследованиям областей нейтрального водорода [11]. Толщина диска в этом направлении ≈ 1.4 кпк. Если предположить, что колонковая плотность растет пропорционально расстоянию, то расстояние до пульсара должно составлять ≈ 0.7 кпк.

• Похожее значение получается при использовании эмпирического соотношения между экстинкцией A_V и расстоянием [12], где значение $A_V \approx 0.76$ берется из стандартного соотношения $A_V - N_H$ [13]. Если применять другое соотношение $A_V - N_H$ [14], то получится расстояние 0.9 кпк.

• Также расстояние можно оценить, используя эмпирическое соотношение между расстоянием до пульсара и потоком гамма-излучения при энергиях > 100 ГэВ [15]. Отсюда получаем расстояние 450 пк, но это самая неточная оценка (фактор 2-3), согласующаяся со всеми остальными результатами.

Сравним J1741 с «Тремя мушкетерами» – Гемингой, PSR B0656+14 и PSR B1055-52, хорошо изученными пульсарами среднего возраста, у которых наблюдается тепловое излучение:

• спектры данных пульсаров имеют мягкую тепловую компоненту в рентгеновском диапазоне, которая хорошо описывается моделью чернотельного излучения;

• в отличие от «Трех мушкетеров» спектр J1741 не содержит дополнительной чернотельной компоненты.

• J1741 имеет большой фотонный индекс ($\Gamma \approx 2.7$) по сравнению с «Тремя мушкетерами» ($\Gamma \leq 2$). Другие параметры пульсаров приведены в таблице 2. Эффективности для J1741 даны для расстояния, определенного по мере дисперсии, т.е. 380 пк.

• с точки зрения теории остывания НЗ J1741 больше всего похож на PSR B1055-52. На рис. 3 изображена кривая стандартного остывания [16] и результаты наблюдений НЗ (см. работу [17] и приведенные там ссылки), с добавлением результата для PSR J0357+0325 из работы [18]. Оба пульсара располагаются на изгибе кривой остывания, что соответствует переходу от стадии нейтринного охлаждения к фотонному [16]. Оба пульсара несколько горячее и старше, чем предсказывает стандартное остывание.

Таблица 2. Параметры J1741 и «Трех мушкетеров»

Параметр	J1741-2054	B1055-52	Геминга	B0656+14
период P , мс	413	197	237	387
характеристический возраст τ_c , тыс. лет	390	540	340	110
магнитное поле B , 10^{12} Гс	2.7	2.2	3.3	4.6
температура поверхности T_{surf}^∞ , эВ	60	70	42	50
температура горячего пятна T_{spot}^∞ , эВ	-	190	140	100
радиус горячего пятна R_{spot}^∞ , км	-	0.3	0.1	2.4
расстояние D , пк	380	730	250	280
гамма-эффективность η_γ	0.22	0.83	0.97	0.062
фотонный индекс в гамма-диапазоне Γ_γ	1.1	1.0	1.2	1.7
рентгеновская эффективность η_X , 10^{-5}	2.18	1.02	0.69	5.24
фотонный индекс в рентгеновском диапазоне Γ_X	2.65	1.7	1.7	2.1
оптическая эффективность η_{opt} , 10^{-7}	-	1.95	0.27	1.38

Стандартное остывание предполагает, что НЗ охлаждается за счет протекания модифицированных Урка-процессов, в результате чего происходит излучение нейтрино. Если J1741 имеет возраст 391 тыс. лет и температуру 7×10^5 К, то излучение нейтрино внутри звезды подавлено примерно в 4 раза по отношению к стандартному уровню.

Подавление нейтринного излучения может быть реализовано в рамках минимальной теории, в которой учитываются процессы сверхтекучести. В работе [21] приведены кривые остывания для НЗ различной массы с учетом эффектов протонной и нейтронной сверхтекучести и показано, что чем тяжелее звезда, тем быстрее она остывает. В такой модели самые горячие источники на рис. 3 (в т.ч. J1741 и B1055-52) должны быть самыми легкими, а самые холодные звезды – самыми тяжелыми.

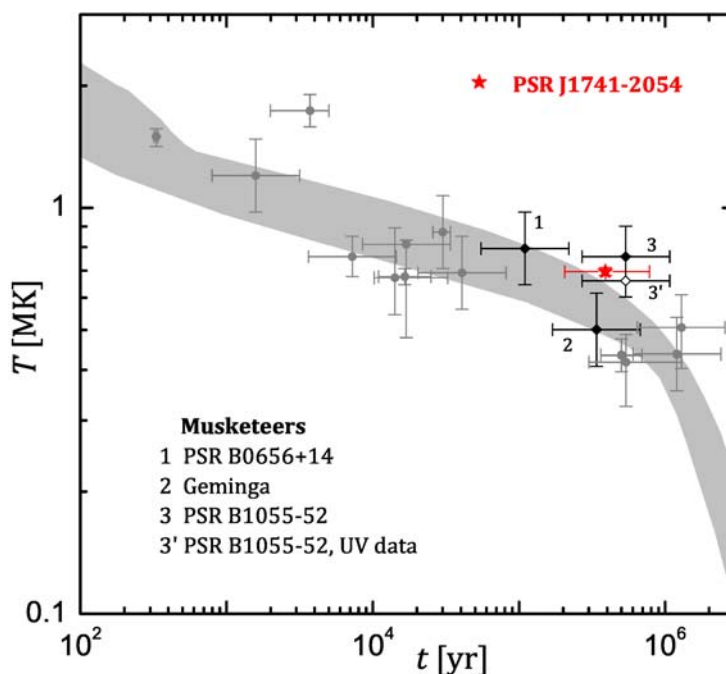


Рис. 3. Сравнение наблюдений НЗ с предсказаниями стандартного остывания (серая область). Пульсар J1741-2054 отмечен красной звездочкой. «Три мушкетера» отмечены черными ромбиками. Ошибки температуры и возраста НЗ показаны согласно работам [19, 20] (ошибки возраста для наглядности увеличены в два раза). Не закрашенный ромбик соответствует результатам анализа УФ данных по пульсару B1055-52. Рисунок взят из работы [8].

Также J1741 может быть холоднее и/или моложе. Действительно, характеристический возраст пульсара может отличаться от реального в несколько раз. Нельзя исключать и более низкую температуру поверхности. Например, анализ УФ данных показывает, что пульсар B1055-52 имеет более низкую температуру по сравнению с рентгеновскими данными [22].

Подводя итоги, можно сказать, что рентгеновский спектр пульсара J1741-2054 хорошо описывается суммой двух компонент – степенного закона и чернотельной с температурой около 60 эВ. Если чернотельную компоненту интерпретировать как тепловое излучение со всей поверхности НЗ, то пульсар должен находиться на расстоянии порядка 0.8 кпк. J1741 довольно горячий пульсар среднего возраста, и его дальнейшее исследование было бы полезно для уточнения существующих теорий остывания НЗ.

Литература

1. Haensel, P., Potekhin, A.Y., & Yakovlev, D.G. 2007, Neutron stars 1. Equation of state and structure (New-York: Springer).
2. Abdo, A.A., Ajello, M., Allafort, A., et al. 2013, ApJS, 208, 17.
3. Abdo, A.A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, Science, 325, 840.
4. Camilo, F., Ray, P.S., Ransom, S.M., et al. 2009, ApJ, 705, 1.
5. Cordes, J.M., & Lazio, T.J.W. 2002, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0207156.
6. Romani, R.W., Shaw, M.S., Camilo, F., Cotter, G., & Sivakoff, G.R. 2010, ApJ, 724, 908.

7. Sivakoff, G.R., Camilo, F., de Luca, A., et al. 2011, in AAS/High Energy Astrophysics Division, Vol. 12, AAS/High Energy Astrophysics Division, #42.09.
8. Karpova, A., Danilenko, A., Shibano, Yu., Shternin, P., and Zyuzin, D. 2014, ApJ, 789, 97.
9. Pavlov, G.G., Shibano, Y.A., Zavlin, V.E., & Meyer, R.D. 1995, in The Lives of the Neutron Stars, ed. M.A. Alpar, U. Kiziloglu, & J. van Paradijs, 71.
10. Ho, W.C.G., Potekhin, A.Y., & Chabrier, G. 2008, ApJS, 178, 102.
11. Dickey, J.M., & Lockman, F.J. 1990, ARA&A, 28, 215.
12. Chen, B., Vergely, J.L., Valette, B., & Carraro, G. 1998, A&A, 336, 137.
13. Predehl, P., & Schmitt, J.H.M.M. 1995, A&A, 293, 889.
14. Drimmel, R., Cabrera-Lavers, A., & Lopez-Corredoira, M. 2003, A&A, 409, 205.
15. Saz Parkinson, P.M., Dormody, M., Ziegler, M., et al. 2010, ApJ, 725, 571.
16. Yakovlev, D.G., & Pethick, C.J. 2004, ARA&A, 42, 169.
17. Shternin, P.S., Yakovlev, D.G., Heinke, C.O., et al. 2011, MNRAS, 412, L108.
18. Kirichenko, A., Danilenko, A., Shibano, Y., et al. 2014, A&A, 564, A81.
19. Kaminker, A.D., Gusakov, M.E., Yakovlev, D.G., & Gnedin, O.Y. 2006, MNRAS, 365, 1300.
20. Yakovlev, D.G., Gnedin, O.Y., Kaminker, A.D., & Potekhin, A.Y. 2008, in American Institute of Physics Conference Series, Vol. 983, 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More, ed. C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V.M. Kaspi, 379–387.
21. Gusakov, M.E., Kaminker, A.D., Yakovlev, D.G., & Gnedin, O.Y. 2004, A&A, 423, 1063.
22. Mignani, R.P., Pavlov, G.G., & Kargaltsev, O. 2010, ApJ, 720, 1635.

THERMAL PROPERTIES OF THE MIDDLE-AGED PULSAR J1741–2054

A. Karpova^{1,2}, A. Danilenko¹, Yu. Shibano^{1,2}, P. Shternin^{1,2}, and D. Zyuzin¹

¹*Ioffe Institute*

²*St. Petersburg State Polytechnical University*

In this paper we present results of the spectral analysis of the X-ray emission from the middle-aged pulsar J1741–2054. We use all *Chandra* archival data collected in 2010 and 2013. The pulsar spectrum contains a thermal emission component which is best described by the blackbody model with temperature ≈ 60 eV and emitting area radius $\approx 17 D_{\text{kpc}}$ km. If the thermal emission originates from the entire surface of the cooling neutron star the distance to the pulsar is ≈ 0.8 kpc. The pulsar is similar to the well studied middle-aged pulsar B1055–52. Both pulsars hotter than the standard cooling scenario predicts.

ОБРАЗОВАНИЕ ОДИНОЧНЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ С АНОМАЛЬНО ДОЛГИМ ПЕРИОДОМ

Ким В.Ю., Ихсанов Н.Р.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, г. Санкт-Петербург

Рентгеновский пульсар 1E 161348-5055 является изолированной нейтронной звездой, вращающейся с периодом 6.7 часов. Он расположен на расстоянии 3.3 кпк и находится вблизи центра остатка вспышки сверхновой RCW 103, возраст которого не превосходит 2000 лет. Объяснить происхождение такого объекта в рамках канонической модели эволюции периода вращения нейтронных звезд затруднительно. Наилучшего согласия с наблюдениями удастся достичь в предположении, что нейтронная звезда аккрецирует вещество из медленно вращающегося магнитного диска, который был сформирован в процессе вспышки сверхновой. Мы приводим аргументы в пользу того, что этот источник является потомком массивной рентгеновской двойной системы. Время жизни одиночного рентгеновского пульсара, образующегося в этом случае, может достигать нескольких тысяч лет.

Введение

Рентгеновский пульсар 1E 161348-5055 (далее 1E 1613) был открыт в 1979 году с помощью космической обсерватории "Эйнштейн", как точечный источник рентгеновского излучения в остатке от вспышки сверхновой RCW 103 [1]. Расстояние до RCW 103 приблизительно оценено как $d = 3.2 \pm 0.1$ кпк по анализу поглощения радиоизлучения нейтральным водородом в линии 21 см [2]. Возраст RCW 103, оцениваемый по скорости расширения и размеров туманности, составляет $\tau_0 \approx 2000 \pm 1000$ [2]. Туманность является нетипичным остатком вспышки сверхновой SN II типа. Она имеет почти округлую форму, волокнистую структуру, низкую скорость расширения (~ 1100 км/с), и для своего возраста обладает относительно малым пространственным размером ~ 7.7 пк [3]. Туманности с такими параметрами составляют менее 20% от известных на сегодня остатков вспышек сверхновых SN II типа, взрыв которых, по видимому, произошел в газовой среде повышенной плотности [4].

После открытия данного пульсара было высказано предположение, что данный объект является изолированной, остывающей нейтронной звездой в пекулярном облаке остатка вспышки сверхновой SNR RCW 103 [10]. Однако, в период 1997–1999 гг. при исследовании 1E 1613 космической обсерваторией "ASCA" были обнаружены значительные вариации блеска источника и выделен тепловой компонент, испускаемый горячим, $kT \sim 0.6-0.8$ кэВ, пятном радиуса $a_p \sim 600$ м [5, 7], что нетипично для остывающей нейтронной звезды, но характерно для магнитных нейтронных звезд, аккрецирующих вещество на свою поверхность. Это послужило основанием для выдвижения гипотезы, что 1E 1613 является нейтронной звездой, аккрецирующей вещество в области магнитных полюсов. Средняя рентгеновская светимость источника составляет $L_x \approx 10^{34}$ эрг/сек [5, 7].

Сообщение о возможной переменности блеска 1E 1613 с периодом ~ 6 часов, обнаруженной по результатам наблюдений этого источника обсерваторией "Chandra", стимулировали работы по поиску оптического компаньона нейтронной звезды. Наблюдения, выполненные с этой целью на телескопе ESO VLT в ближней инфракрасной области, позволили, однако, установить лишь верхний предел светимости гипотетического компаньона, $L_{IR} \approx 10^{31}$ эрг/сек, которым могла бы являться звезда более позднего спектрального класса чем M4 [6]. Этот результат стал веским аргументом

в пользу того, что 1E 1613 не входит в состав тесной двойной системы и, таким образом, является изолированной нейтронной звездой, излучение которой обусловлено либо аккрецией вещества из остаточного диска, либо быстрой диссипацией сверхсильного магнитного поля [8].

В 2006 году с помощью космической обсерватории "ХММ-Newton" удалось установить период пульсаций 1E 1613 $P_{obs} = 6.67 \pm 0.003$ часа [9]. Ни один из известных до того момента пульсаров не имел столь большого периода. Почти сразу после обнаружения периода было высказано несколько гипотез о природе объекта 1E 1613. Одним из первых было предположение, что данный объект является уникальным магнитаром, аккрецирующим вещество из окружающего остаточного (fall-back) диска, с магнитным полем ($\geq 10^{15}$ Гс) [8, 9]. Также была выдвинута гипотеза, что 1E 1613 – магнитар в маломассивной тесной двойной системе [10]. В дальнейшем было выдвинуто предположение, что 1E 1613 – миллисекундный пульсар в тесной двойной системе, где наблюдаемый период (6.7 часа) предполагался как орбитальный период (так называемая мимикрия периодов) [11].

В 2011 году из анализа профилей пульсаций, полученных с космических обсерваторий: "Swift", "Chandra", "ХММ-Newton" был вычислен верхний предел замедления

вращения $\left| \dot{P} \right| \leq 1.6 \times 10^{-9} \text{ сек/сек}$ (или, соответственно,

$\left| \dot{\nu} \right| \leq 2.8 \times 10^{-18} \text{ Гц/сек}$, где $\nu = 1/P_s$ – частота осевого вращения) [12].

Анализируя свой результат, авторы этого открытия отметили, что момент силы, приложенной к нейтронной звезде в настоящую эпоху, существенно меньше величины, ожидаемой во всех ранее предложенных моделях этого источника. Высокая стабильность пульсаций указывает, по-видимому, на то, что период вращения звезды в настоящую эпоху близок к равновесному периоду ее вращения, величина которого слабо зависит от изменений темпа аккреции в остаточном диске. В предыдущей работе [13] нами было показано, что такая ситуация реализуется в сценарии магнито-левитационной аккреции, в котором нейтронная звезда с магнитным полем $\sim 10^{12}$ Гс аккрецирует на свою поверхность вещество из остаточного некеплеровского магнитного диска.

Образование изолированного пульсара при распаде двойной системы

Мы рассматриваем ситуацию, в которой 1E 1613 является нейтронной звездой, родившейся в тесной массивной двойной системе в процессе первой вспышки сверхновой. Мы предполагаем, что это не привело к распаду системы и нейтронная звезда образовала тесную пару со своим массивным компаньоном. Исходный период вращения нейтронной звезды составлял доли секунды и увеличивался по мере того, как звезда последовательно проходила состояния эжектора и пропеллера. По завершении этой фазы звезда перешла в состояние аккретора, в котором оставалась вплоть до второй вспышки сверхновой, обусловленной коллапсом ядра ее массивного компаньона. Это событие с большой вероятностью привело к распаду системы [18], и старая нейтронная звезда перешла в состояние изолированного пульсара, погруженного в остаток вспышки сверхновой ее компаньона, наблюдаемого в настоящую эпоху в форме туманности RCW 103.

Магниторотационная эволюция

Описанный выше сценарий эволюции массивной рентгеновской двойной системы к настоящему времени достаточно полно изучен и большинством авторов воспринимается как канонический (см. [19] и приведенную там литературу). Время существо-

вания такой системы оценивается временем эволюции ее оптического компонента на главной последовательности, которое для звезды массы M_{opt} составляет [20]

$$t_{ms} \approx 6 \times 10^6 \left(\frac{M_{opt}}{20M_{sun}} \right)^{-5/2} \text{ лет} . \quad (1)$$

Численное моделирование магниторотационной эволюции нейтронной звезды в рамках такого сценария при учете диссипации ее магнитного поля было выполнено в работе Урпина и др. [21]. В соответствии с результатами их расчетов, напряженность магнитного поля звезды в течение времени t_{ms} в среднем уменьшается вследствие процесса диффузии и аккреционной экранировки [22] на порядок величины. В частности, при исходном значении $\sim 10^{13}$ Гс напряженность магнитного поля на поверхности звезды, прошедшей свою эволюцию в составе массивной рентгеновской двойной системы, составляет $\sim 10^{12}$ Гс. Основное время своей эволюции такая звезда проводит в состоянии эжектора (см. формулу 17 в [23])

$$\tau_{ej} \sim 3 \times 10^6 \mu_{30.5}^{-1} I_{45} \dot{M}_{14}^{-1/2} v_7^{-1/2} \text{ лет} , \quad (2)$$

в течение которого ее магнитное поле уменьшается в среднем в 3 раза (быстрое остывание звезды в течение этой фазы существенно уменьшает темп диффузии магнитного поля в ее коре [21]). Здесь $\mu_{30} = \mu / 10^{30} \text{ Гс} \times \text{см}^3$, $\dot{M}_{14} = \dot{M} / 10^{14} \text{ г/сек}$ - темп аккреции вещества на поверхность звезды в единицах 10^{14} г/сек, $I_{45} = I / 10^{45}$ - момент инерции нейтронной звезды в единицах 10^{45} г см², v_7 - относительная скорость движения звезды и окружающего ее вещества, v_{rel} , в единицах 10^7 см/сек.

По мере того, как период вращения звезды достигает критического значения (см. формулу 16 в [23]),

$$P_{ej} \sim 1.2 \mu_{30.5}^{1/2} \dot{M}_{14}^{-1/4} v_7^{-1/4} \text{ сек} \quad (3)$$

она переходит в состояние пропеллера, в котором тормозящий момент силы, приложенный к звезде со стороны газа, проникающего под ее радиус Бонди, определяется выражением $K_{sd}^{(pr)} \sim \mu^2 / r_m^3$ [14, 24]. Длительность стадии пропеллера,

$$\tau_{pr} = \frac{\pi I r_m^3}{\mu^2 P_{ej}} \quad (4)$$

существенно зависит от геометрии и физических параметров аккреционного потока. Минимально возможного значения этот параметр достигает в случае сценария магнито-левитационной аккреции,

$$\tau_{pr}^{(sl)} \approx 6 \times 10^3 \times \alpha_{0.1}^{6/13} \mu_{30}^{-29/26} I_{45} m^{3/13} T_6^{-6/13} \dot{M}_{14}^{-35/52} v_7^{1/4} \quad (5)$$

в котором звезда окружена некеплеровским ML-диском [13] и радиус ее магнитосферы $r_{ma} = r_{cor}$.

Параметры магнито-левитационного диска

В предыдущей работе нами было показано, что этот пульсар можно объяснить в рамках модели магнито-левитационной аккреции. В этой статье мы исследуем гипотезу, что он является предшественником массивной двойной системы [13].

Формирование некеплеровского магнитного диска в полости Роша нейтронной звезды, входящей в состав массивной рентгеновской двойной системы, может происходить при условии $R_{sh} > \max\{r_A, r_{circ}\}$, где $R_{sh} = \beta_0^{-2/3} r_G \left(\frac{c_s(r_G)}{v_w} \right)^{4/3}$ – радиус Шварцмана, на котором магнитное давление в исходно квази-сферическом аккреционном потоке достигает величины его динамического давления, $r_{circ} = \xi^2 \Omega_{orb}^2 r_G^4 / GM$, – радиус циркуляризации аккреционного потока и $\Omega_{orb} = 2\pi / P_{orb}$ – угловая скорость орбитального движения системы с орбитальным периодом P_{orb} . Это условие является выполненным, если скорость нейтронной звезды относительно ветра ее компаньона удовлетворяет неравенству $v_{kd} < v_{rel} < v_{ma}$, где [13]

$$v_{ma} \approx 380 \beta_0^{-1/5} m^{12/35} \mu_{30}^{-6/35} \dot{M}_{14}^{3/35} c_6^{2/5} \text{ км/сек} \quad (6)$$

и

$$v_{kd} \approx 60 \xi_{0.2}^{3/7} \beta_0^{1/7} m^{3/7} c_6^{-2/7} \left(\frac{P_{orb}}{100 \text{ сут}} \right)^{-3/7} \text{ км/сек} \quad (7)$$

Здесь $c_6 = c_s / 10^6$ – скорость звука в аккреционном потоке в единицах 10^6 , β_0 – отношение теплового, ρc_s^2 , к магнитному, $B_f^2 / 8\pi$, давлению в веществе, захватываемом нейтронной звездой на ее радиусе Бонди, $r_G = 2GM_{ns} / v_w^2$, m – масса нейтронной звезды, M_{ns} , в единицах $1.4M_{sun}$.

Период вращения нейтронной звезды при этих условиях на масштабе времени $\tau_{ej} + \tau_{pr}$ достигает критической величины (см. уравнение 22 в [13]),

$$P_{pr} \approx 3.5 \mu_{30}^{9/13} m^{-5/13} T_6^{-3/13} \dot{M}_{14}^{-6/13} \text{ сек} \quad (8)$$

при котором центробежный барьер на границе магнитосферы перестает препятствовать аккреции вещества из некеплеровского ML-диска на ее поверхность. Где T_6 – температура плазмы в диффузионном слое на границе магнитосферы в единицах 10^6 К.

Масса вещества, образующего ML-диск, окружающий магнитосферу звезды, оценивается выражением

$$M_d = 4\pi \int_{r_{ma}}^{R_{sh}} \rho(r) h_z(r) r dr \quad (9)$$

где $\rho(r)$ и $h_z(r)$ – плотность вещества в диске и его полутолщина. Величину этих параметров можно оценить, учитывая, что газовое (также как и магнитное) давление в диске достигает своего наибольшего значения,

$$\rho(r_{ma}) c_s^2(r_{ma}) = \frac{\mu^2}{2\pi r_{ma}^6} \quad (10)$$

на его внутреннем радиусе (соответствующем радиусу магнитосферы звезды, r_{ma}) и уменьшается по мере удаления от границы магнитосферы как $\rho(r) c_s^2(r) \propto r^{-5/2}$ [15, 16]. Учитывая, что температура газа в диске

$$T(r) = \left(\frac{M \dot{M}_{ns}}{4\pi r^3 \sigma_{SB}} \right)^{1/4} \quad (11)$$

и, соответственно, скорость звука $c_s \sim (k_B T / m_p)^{1/2} \propto r^{-3/8}$, плотность вещества в диске можно оценить следующим образом:

$$\rho(r) = \rho(r_{ma}) \left(\frac{r}{r_{ma}} \right)^{-7/4} \quad (12)$$

где σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, k_B – постоянная Больцмана и m_p – масса протона.

Полутолщина диска оценивается выражением [15, 16]

$$h_z(r) = \left(\frac{k_B T(r) r^3}{m_p G M_{ns}} \right)^{1/2} \quad (13)$$

Подставляя (11–13) в (9) и учитывая, что в интересующих нас условиях $R_{sh} \gg r_{ma}$, находим

$$M_d \approx 2 \times 10^{-10} \alpha_{0.1}^{-7/3} \beta_0^{-11/12} \mu_{30}^{5/13} \dot{M}_{14}^{99/104} m^{25/52} c_6^{11/6} v_7^{-55/12} M_{sun} \quad (14)$$

Где $\alpha_{0.1} = \alpha / 0.1$ – отношение величины эффективного коэффициента диффузии аккреционного потока в магнитное поле нейтронной звезды на границе ее магнитосферы к величине коэффициента Бомовской диффузии.

Анализируя зависимость $M_d = M_d(v_{rel})$, представленную на рисунке для различных значений \dot{M} , находим, что образование массивного остаточного диска может происходить лишь в широких системах с медленным звездным ветром, в которых $v_{rel} \sim 100$ км/с. Такая ситуация может реализоваться в системах, где массивный компонент является либо Oe/Be звездой с истекающим диском, либо красным гигантом. В этом случае величина v_{rel} оказывается сопоставимой с орбитальной скоростью нейтронной звезды. Масса остаточного диска также существенно зависит от темпа обмена массой между компонентами на заключительном этапе эволюции системы. В частности, для наиболее вероятных значений $v_{rel} \sim 100 - 200$ км/сек (орбитальная скорость нейтронной звезды в массивной системе с периодом 100–200 суток) масса диска, окружающего 1E 1613, превосходит M_0 при условии, что в предыдущую эпоху эта нейтронная звезда находилась в состоянии аккреции из магнитного звездного ветра с темпом $\dot{M} \geq 10^{15} - 10^{16}$ г/сек.

Как было недавно показано в работе [17], для оценки угловой скорости вещества в магнитном диске можно использовать выражение (см., также, [25])

$$\omega_{sl} \sim \frac{2\pi}{P_{orb}} \left(\frac{r_G}{R_{sh}} \right)^2, \quad (15)$$

которое предполагает, что аккреция вещества в области $R_{sh} \leq r \leq r_G$ происходит в квази-сферическом режиме с сохранением углового момента, а магнитный диск, движение вещества в котором контролируется собственным магнитным полем потока,

вращается твердотельно. Условие $\omega_{sl} \sim \omega_s$ в этом случае выполняется при $c_s(r_G) \sim \beta_0^{-2/3} v_{rel} (P_* / P_{orb})^{3/8}$. Полагая, что скорость звука в замагниченном ($\beta_0 \sim 1$) звездном ветре в окрестности нейтронной звезды ~ 10 км/сек, находим, что угловая ско-

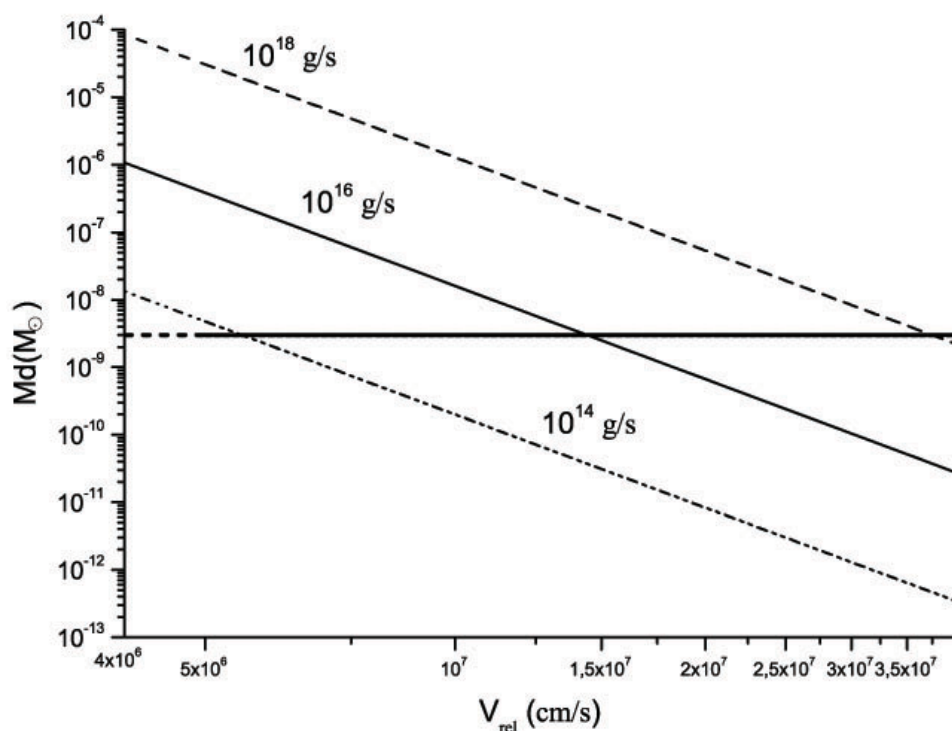


Рис. 1. Зависимость остаточного ML диска от относительной скорости нейтронной звезды v_{rel} , захватывающей вещество из замагниченного звездного ветра в тесной двойной системе, для разных значений темпа захвата массы \dot{M} и скорости звука $c_s = 10$ км/сек. Горизонтальная линия показывает массу остаточного диска $M_0 = 3 \times 10^{-9} M_{sun}$.

рость вещества в магнитном диске будет порядка угловой скорости нейтронной звезды, наблюдаемой в настоящую эпоху, при условии, что орбитальный период двойной системы на заключительной стадии ее эволюции находился в диапазоне 100–200 суток.

Заключение

Главным выводом данного исследования является объяснение происхождения изолированного рентгеновского пульсара с периодом 6.7 часа в рамках канонического сценария эволюции массивной рентгеновской двойной системы без привлечения гипотезы о сверхсильных магнитных полях на поверхности нейтронной звезды. Предлагаемая нами модель согласуется с современными представлениями относительно малой величины исходного периода вращения нейтронных звезд и не требует привлечения дополнительного предположения о реверсной (fall-back) аккреции на нейтронную звезду после ее рождения.

Возраст нейтронной звезды, проявляющей себя в настоящую эпоху как изолированный рентгеновский пульсар, сопоставим с временем жизни массивной рентгеновской двойной системы, оцениваемый уравнением (1) и составляет несколько миллионов лет. Время существования этой звезды в состоянии изолированного рентгеновского пульсара, однако, существенно меньше. Оно соответствует времени, прошедшему

с распада массивной рентгеновской двойной системы, которое сопоставимо с возрастом туманности RCW103 и составляет около 2000 лет (см. также [26]).

Остаточный диск, окружающий магнитосферу нейтронной звезды в настоящую эпоху, мог быть сформирован в течение времени ее эволюции в составе массивной рентгеновской двойной системы или после распада системы в процессе захвата вещества старой нейтронной звездой из оболочки, сброшенной ее массивным компонентом в процессе вспышки сверхновой.

Изолированные рентгеновские пульсары с большими периодами, в рамках нашей модели, являются потомками наиболее широких пар, в которых массивный компонент на последней стадии его эволюции не заполняет свою полость Роша и захват вещества из звездного ветра остается доминирующим механизмом обмена массой между компонентами системы на всех этапах ее эволюции. Время существования такого пульсара зависит от массы остаточного диска и физических параметров газа, определяющих темп диффузии в нем магнитного поля. Основными кандидатами в потомки тесных двойных систем являются изолированные рентгеновские пульсары, находящиеся в остатках вспышек сверхновых, образовавшихся в процессе взрыва массивных компаньонов.

Литература

1. *I. Tuohy, G. Garmire. Astrophys. J. 239, L107 (1980).*
2. *J.L. Caswell, J.D. Murray, R.S. Roger, D.J. Cole, D.J. Cooke. Astron. and Astrophys. 45, 239 (1975).*
3. *L. Carter, J. Dickel, D. Bomans. Publ. Astron. Soc. Pacific 109, 990 (1997).*
4. *D. Marsden, R.E. Lingens, R.E. Rothschild, and J.C. Higdon. Astrophys. J. 550, 397 (2001).*
5. *E.V. Gotthelf, R. Petre, U. Hwang. Astrophys. J. 487, L175 (1997).*
6. *G.G. Pavlov, D. Sanwal, M.A. Teter. In IAU Symp. 218, "Young Neutron Stars and Their Environments", eds. F. Camilo and B.M. Gaensler, (San Francisco: ASP), p. 239 (2004).*
7. *E.V. Gotthelf, R. Petre, G. Vasisht. Astrophys. J., 514, L107 (1999).*
8. *X.-D. Li. Astrophys. J. 666, L81 (2007).*
9. *A. de Luca, P.A. Caraveo, S. Mereghetti, A. Tiengo, G.F. Bignami. Science 313, 814 (2006).*
10. *F. Pizzolato, M. Colpi, A. De Luca, S. Mereghetti, A. Tiengo. Astrophys. J. 681, 530 (2008).*
11. *H. Bhadrakumar, P. Ghosh. Astron. and Astrophys. 1297, 506 (2009).*
12. *P. Esposito, R. Turolla, A. De Luca, G.L. Israel, A. Possenti, D.N. Burrows. Monthly. Not. Roy. Astron. Soc. 418, 170 (2011).*
13. *N.R. Ikhsanov, V.Y. Kim, N.G. Beskrovnaya, L.A. Pustil'nik. Astrophys. and Space Sci. 346, 105 (2013).*
14. *В.М. Луинов. Астрофизика нейтронных звезд. – М.: Наука, 1987.*
15. *G.S. Bisnovatyi-Kogan, A.A. Ruzmaikin. Astrophys. and Space Sci., 28, 45 (1974).*
16. *G.S. Bisnovatyi-Kogan, A.A. Ruzmaikin. Astrophys. and Space Sci., 42, 401 (1976).*
17. *Н.П. Ихсанов, Ю.С. Лух, Н.Г. Бескровная. Астрон. журн. 91, 449 (2014).*
18. *S.B. Popov, M.E. Prokhorov. Monthly. Not. Roy. Astron. Soc. 367, 732 (2006).*
19. *K.A. Postnov, L.R. Yungelson. Living Rev. in Relativity 17, 3 (2014)*
20. *D. Bhattacharya, E.P.J. van den Heuvel. Phys. Rep. 203, 1 (1991).*
21. *V. Urpin, D. Konenkov, U. Geppert. Monthly. Not. Roy. Astron. Soc. 299, 73 (1998).*
22. *Г.С. Бисноватый-Коган, Б.В. Комберг. Астрон. журн. 51, 373 (1974).*
23. *N.R. Ikhsanov. Monthly. Not. Roy. Astron. Soc. 434, L39 (2012).*
24. *R.E. Davies, J.E. Pringle. Monthly. Not. Roy. Astron. Soc. 196, 209 (1981).*
25. *G.S. Bisnovatyi-Kogan. Astron. and Astrophys. 245, 528 (1991).*
26. *Н.П. Ихсанов, В.Ю. Ким, Н.Г. Бескровная. Астрон. журн. 92, 29 (2015).*

**THE FORMATION OF ISOLATED X-RAY PULSARS
WITH ANOMALOUSLY LONG PERIOD**

Kim V.Yu., Ikhsanov N.R.

The Central Astronomical Observatory of the RAS at Pulkovo, St-Petersburg

X-ray pulsar 1E 161348-5055 is an isolated neutron star with spin period 6.7 hr. It is located at the distance 3.3 kpc into a supernova remnant RCW 103, which is not older than 2000 yr. There are difficulties to explain the origin of 1E1613 in the frame of canonical scenario of evolution. The best accordance with observations is a supposing that the neutron star accretes matter from slow rotating magnetic disk, which was formed in the process of supernova explosion. We prove that 1E1613 is a descendant of High-mass X-ray binary system. The time of existence of an isolated pulsar, in this case, can be several thousand years.

ЭФФЕКТ НЕПОЛНОГО ПОКРЫТИЯ ЭМИССИОННЫХ ОБЛАСТЕЙ КВАЗАРА ОБЛАКАМИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ВОДОРОДА

Клименко В.В.^{1,2}, Балашев С.А.^{1,2}, Иванчик А.В.^{1,2}, Варшалович Д.А.^{1,2}

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

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

1. Введение

Высокая светимость квазаров позволяет наблюдать их на больших космологических расстояниях (вплоть до красных смещений $z = 7$ [1]), при этом регистрируемое наблюдателем излучение соответствует возрасту объекта вплоть до 13 млрд. лет. По мере распространения свет от квазара проходил через вещество, расположенное на луче зрения между наблюдателем и объектом, что отражается в спектре квазара в виде абсорбционных линий. Схематическое изображение спектра квазара показано на рис. 1.

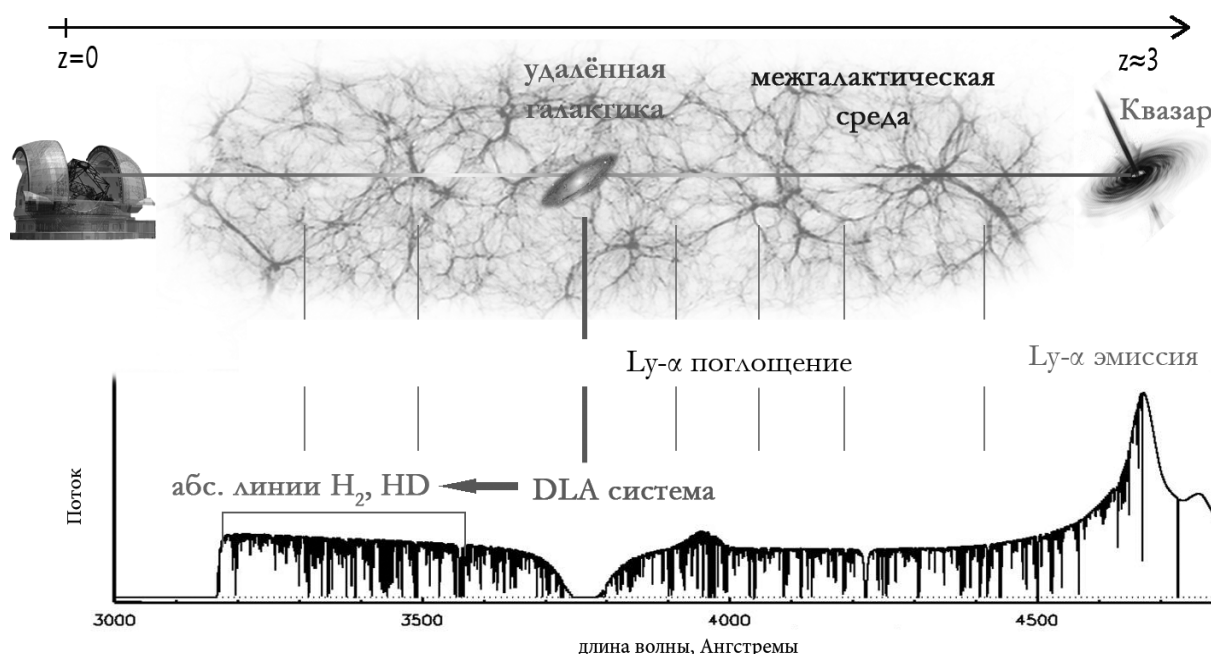


Рис. 1.

Большинство абсорбционных линий относятся к системам Лайман альфа леса — межгалактическим облакам нейтрального водорода, которые оставляют в спектре квазара узкие абсорбции на длине волны Ly-α перехода нейтрального водорода, сдвинутой на космологический фактор $(1 + z_{\text{abs}})$. В случае если на луч зрения между квазаром и наблюдателем попадает удаленная галактика, в спектре квазара образуется насыщенная Демпфированная Лайман альфа линия («DLA система»). На красном смещении DLA системы в спектре могут быть найдены линии более тяжелых элементов (C, Si, N, O и др.). Эти элементы были образованы в процессе звездообразования в этой галактике. Также в некоторых случаях в спектре квазара могут быть найдены линии молекул H₂, HD, CO. Считается, что именно молекулярные системы ассоциируются с наиболее холодной и плотной фазой нейтральной межзвездной среды удаленных галактик [2].

Исследования молекулярных H₂/HD/CO систем важны для решения ряда космологических задач: (i) — это проблема звездообразования и оценка физических условий в

облаках H_2 . Облака H_2 являются последней стадией протозвездного образования, предшествующей коллапсу. Определение параметров распределения частиц по скоростям и населенностей уровней различных компонент позволяет сделать оценку кинетической температуры, объемной концентрации газа и интенсивности фона УФ излучения. (ii) – открытие H_2/HD облаков на больших красных смещениях [3] позволило независимым способом измерить распространенность первичного дейтерия во Вселенной и, как следствие, оценить плотность барионной материи Ω_B – одного из ключевых космологических параметров [4]. (iii) – проверка возможной космологической вариации фундаментальной константы – отношения масс протона и электрона $\mu = m_p/m_e$, с помощью сравнения наблюдаемых длин волн молекул H_2 с лабораторными значениями [5, 6]. (iv) – измерение температуры Реликтового излучения T_{CMB} на больших красных смещениях с помощью анализа населенностей уровней тонкой структуры нейтрального углерода и вращательных уровней молекул CO [7, 8].

В работе представлен анализ эффекта неполного покрытия эмиссионных областей квазара компактными молекулярными облаками H_2 . В случае если эффект не принимается во внимание, лучевые концентрации элементов в облаке могут быть недооценены на два порядка величины. Впервые этот эффект был обнаружен Балашевым и др. [9] для квазара Q1232+082. Второй случай неполного покрытия был представлен в работе [10] для облака молекулярного водорода в спектре квазара Q0643-504. Мы представляем третий случай детектирования эффекта неполного покрытия для молекулярного облака H_2 в спектре квазара Q0528-250. Учет эффекта в последнем случае значительно влияет на оценку лучевой концентрации H_2 , что катастрофически сказывается на определяемых физических условиях в облаке и выборе модели абсорбционной системы.

2. Эффект неполного покрытия

Вследствие космологической удаленности (до 10–13 млрд. св. лет, что соответствует расстоянию 3–6 Гпк) квазары являются *точечным* источниками (при наблюдениях в оптическом диапазоне). На сегодняшний день *детальная* структура квазара остается неразрешимой даже для ближайших активных ядер галактик (АЯГ) с малыми красными смещениями. В стандартной парадигме центральная область квазара делится на аккреционный диск, пылевой тор, джет и области формирования узких и широких эмиссионных линий (NLR и BLR). Интерферометрические исследования наиболее ярких АЯГ [10] могут разрешить горячий диск размера порядка нескольких парсек, окруженный разогретой пылью. В оптическом диапазоне структура квазаров наблюдается только непрямими методами: с помощью анализа задержки сигнала («reverberation mapping») и дифференциального микролинзирования. Типичный размер BLR области $R_{BLR} \approx 0.2$ пк [12], в то время как размер аккреционного диска ограничен величиной 3×10^{-3} пк [13]. Поэтому, долгое время считалось, что облака молекулярного водорода (с характерным размером порядка 0.1–10 пк, сравнимым с размером излучающей области квазара) в удаленных галактиках, находящихся на расстояниях около 100 Мпк от квазара, могут быть только «проткнуты» излучением квазара. При этом угловой размер облаков H_2 предполагался значительно больше, чем угловой размер квазара. Однако из-за ускоренного расширения Вселенной угловой размер объектов на больших красных смещениях $z \geq 1.6$ остается почти неизменным. Зависимость углового размера объекта от расстояния до наблюдателя в расширяющейся и статистической Вселенной показана на рис. 2. Для расчета зависимости использовалась Λ CDM модель ($h_0 = 0.7$, $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 0.73$).

В зависимости от взаимного расположения квазара и облака H_2 возможна ситуация, когда молекулярное облако может покрывать только часть излучающей области квазара. Поток от непокрытой части квазара проходит мимо абсорбционного облака и

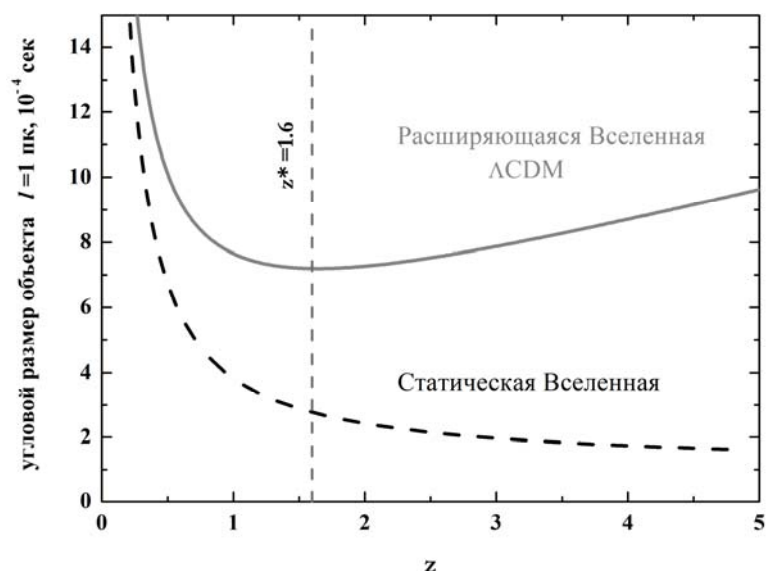


Рис. 2.

создает дополнительный ненулевой поток в дне абсорбционных линий. Схематически эффект изображен на рис. 3. Неполное покрытие может быть легко идентифицировано в спектре квазара, если поток в дне насыщенных абсорбционных линий не доходит до нуля интенсивности (случай (a) и (b) на рис. 3). В этом случае непоглощенная часть излучения относится к излучению от непокрытой части эмиссионной области квазара. Численно эффект характеризуется фактором покрытия:

$$fc = \frac{F_{\text{облако}}}{F_{\text{полный}}}, \quad (1)$$

где $F_{\text{облако}}$ – обозначает поток, проходящий через облако, $F_{\text{полный}}$ – полный поток излучения квазара. В таком случае регистрируемый наблюдателем поток излучения может быть записан как:

$$F(\lambda) = (F_{\text{полный}}(\lambda) - F_{\text{облако}}(\lambda)) + F_{\text{облако}}(\lambda) \exp(-\tau(\lambda)). \quad (2)$$

Если же лучевая концентрация элемента в облаке недостаточно высока, и линии ненасыщенные, детектирование остаточного потока затруднено (случай (c) на рис. 3). Для надежной идентификации необходимо анализировать одновременно профили нескольких линий одного уровня с разными значениями величины λf – произведения длины волны перехода и силы осциллятора.

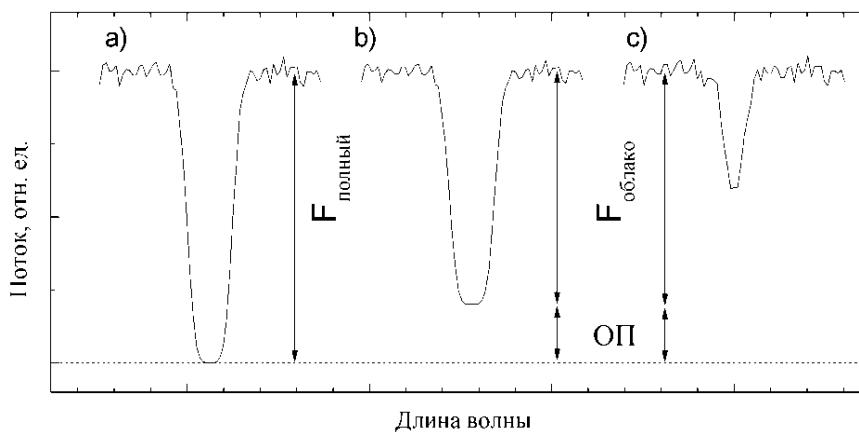


Рис. 3.

Учет эффекта неполного покрытия особенно важен для корректного определения параметров абсорбционных систем (скоростной структуры системы, числа компонент, населенности энергетических уровней). Это показано на рис. 4. Форма профиля абсорбционной линии сильно зависит от значения лучевой концентрации элемента. Как показано на верхней панели рис. 4 остаточный поток в дне линии экспоненциально уменьшается с увеличением лучевой концентрации N , $f \sim \exp(-f\lambda N)$. Поэтому даже малое увеличение потока в дне абсорбционной линии (на несколько процентов) приводит к значительному уменьшению определяемого значения лучевой концентрации. Таким образом, если в спектре абсорбционной системы присутствует остаточный поток (проявление эффекта неполного покрытия), и этот поток не учитывается в анализе, это приводит к выбору некорректной модели абсорбционной системы и, как следствие, к ошибке в определении лучевой концентрации до нескольких порядков величины. Моделирование такой ситуации показано на нижней панели рис. 4. В профиль абсорбционной линии с лучевой концентрацией $\log N = 18.2$ (случай а) искусственно добавлен остаточный поток, составляющий 10% от полного потока излучения (случаи b, c, d, e). Если вписывать в такую линию синтетический спектр с прежней лучевой концентрацией $\log N = 18.2$, тогда значение статистического критерия $\chi^2 \gg 1$. Однокомпонентная модель с меньшим значением лучевой концентрации также не позволяет описать такую линию (случай c), что приводит к необходимости добавлять несколько ненасыщенных компонент в абсорбционную систему и фитировать линию уже тремя компонентами (случай d на рис. 4). При этом определяемая лучевая концентрация $\log N = 15.8$ оказывается на порядок ниже, чем было заложено в модели. И только с учетом эффекта неполного покрытия можно получить корректное решение (случай e).

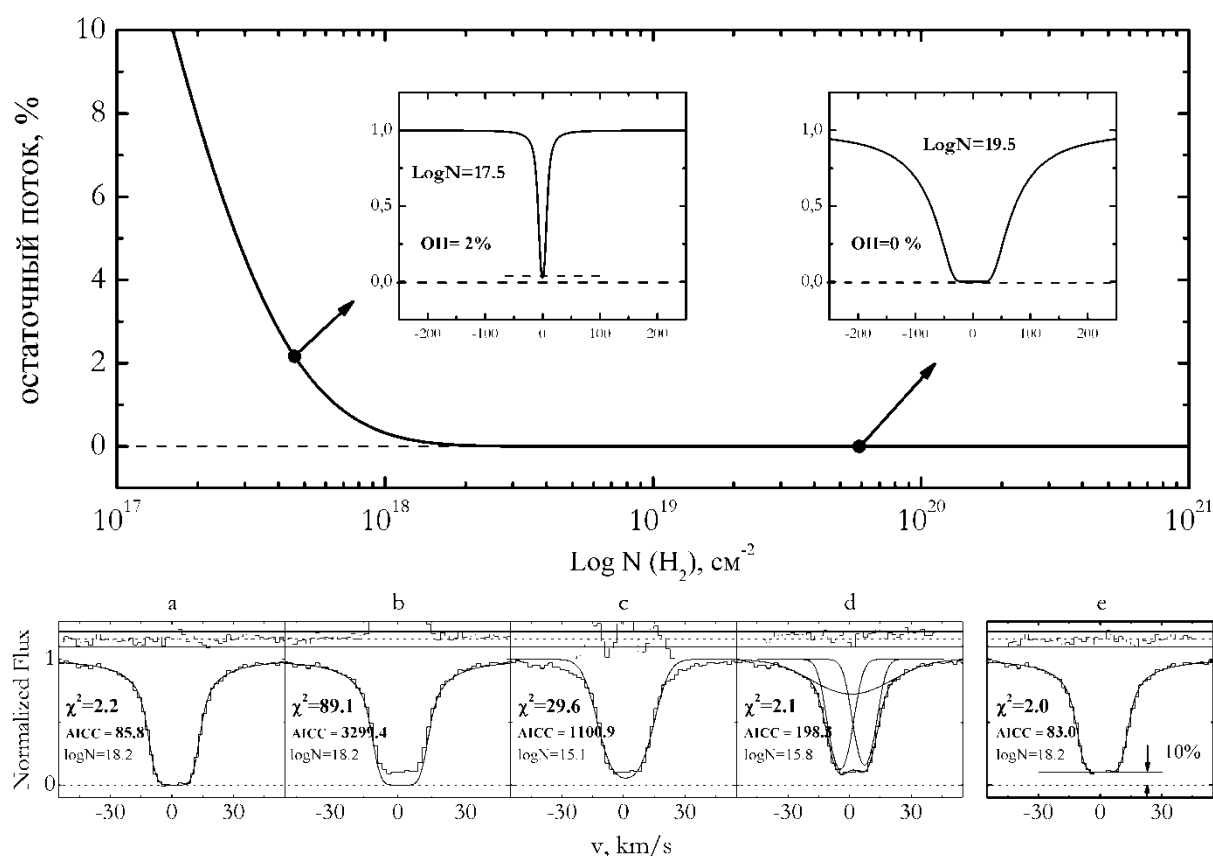


Рис. 4.

3. Неполное покрытие квазара Q1232+082

Впервые для удаленных абсорбционных H_2 систем эффект неполного покрытия был обнаружен в квазаре Q1232+082 абсорбционным облаком на красном смещении $z_{\text{abs}}=2.3377$ [9]. Абсорбционная система H_2 не полностью покрывает эмиссионные линии квазара Q1232+082, при этом источник излучения в континууме (аккреционный диск или внутренний выброс) покрыт полностью (см. подробнее рис. 4 в работе [9]). В этом случае фактор покрытия f_c коррелирует с положением эмиссионных линий квазара в спектре: вне абсорбционных линий $f_c = 0$, в области эмиссионных линий $f_c \neq 0$. Эта зависимость позволила установить причину появления эффекта неполного покрытия. Абсорбционное облако H_2 размером около 0.15 пк (определено из анализа линий C I) значительно больше аккреционного диска (размер АД $\sim 10^{-3}$ пк) и полностью его покрывает, в то время как область формирования широких эмиссионных линий (BLR) покрыта только частично (47% в линии C IV). Учет эффекта неполного покрытия в этом квазаре впервые позволил получить удовлетворительный фит всех абсорбционных линий H_2 [3], при этом по сравнению с результатами предыдущих работ [7, 14] лучевая концентрация увеличилась почти на 3 порядка. Результат работы [6] $\log N(H_2) = 17.18$, результат работы [9] (с учетом неполного покрытия) $\log N(H_2) = 19.68$. Это особенно важно для измерения относительных величин. Так лучевая концентрация молекул HD в этой системе $\log N(HD) = 15.53$. Тогда распространенность молекул HD, $N(HD)/2N(H_2)$, по результатам работы [6] равнялась 1.1×10^{-2} , что на три порядка выше первичной распространенности дейтерия во Вселенной и не объясняется никакими моделями химической эволюции галактик. Новое значение, $3.6^{+1.9}_{-1.1} \times 10^{-5}$ [9], согласуется с другими измерениями HD/ $2H_2$ в молекулярных облаках на больших красных смещениях, а также в предположении полной молекуляризации облака, является независимым измерением распространенности дейтерия в облаке на большом красном смещении.

4. Неполное покрытие квазара Q0528-250

Другой случай эффекта неполного покрытия эмиссионных областей квазара облаком H_2 обнаружен нами в квазаре Q0528-250. Абсорбционное облако на красном смещении $z_{\text{abs}} = 2.811$ полностью покрывает аккреционный диск и область BLR квазара, однако в абсорбционных линиях молекулярного водорода детектируется дополнительный ненулевой источник излучения в континууме на уровне около 2% полной интенсивности излучения квазара. Сравнение остаточного потока в спектре этого квазара в линиях H_2 и в линиях Лайман- α леса показано на рис. 5. Размер Ly- α систем значительно превосходит размер эмиссионных областей квазара, поэтому такие системы покрывают область излучения квазара полностью и остаточный поток в насыщенных линиях должен быть равен нулю. Как видно на правой панели рис. 5 в отличие от линий Ly- α леса линии H_2 систематически не доходят до нуля интенсивности ($\sim 2\%$) на всем диапазоне длин волн 3500–4300 Å.

Другой анализ H_2 системы в этом квазаре был выполнен в работе [6]. Авторы использовали несколько ненасыщенных компонент, так что полная лучевая концентрация H_2 равнялась $\log N = 16.55$. При этом, для получения удовлетворительного значения критерия χ^2 пришлось искусственно увеличить ошибки измерений потока в спектре в 2–3 раза. Мы показываем, что H_2 система может быть профитирована без увеличения ошибок в спектре, однако лучевая концентрация H_2 оказывается на два порядка выше предыдущей оценки. Наша оценка $\log N = 18.22$. Для подтверждения присутствия остаточного потока в линиях H_2 был выполнен $f\lambda$ -тест, когда одновременно фитировались линии одного вращательного уровня с сильно отличающимися силами осциллятора. Результаты анализа показаны на рис. 6.

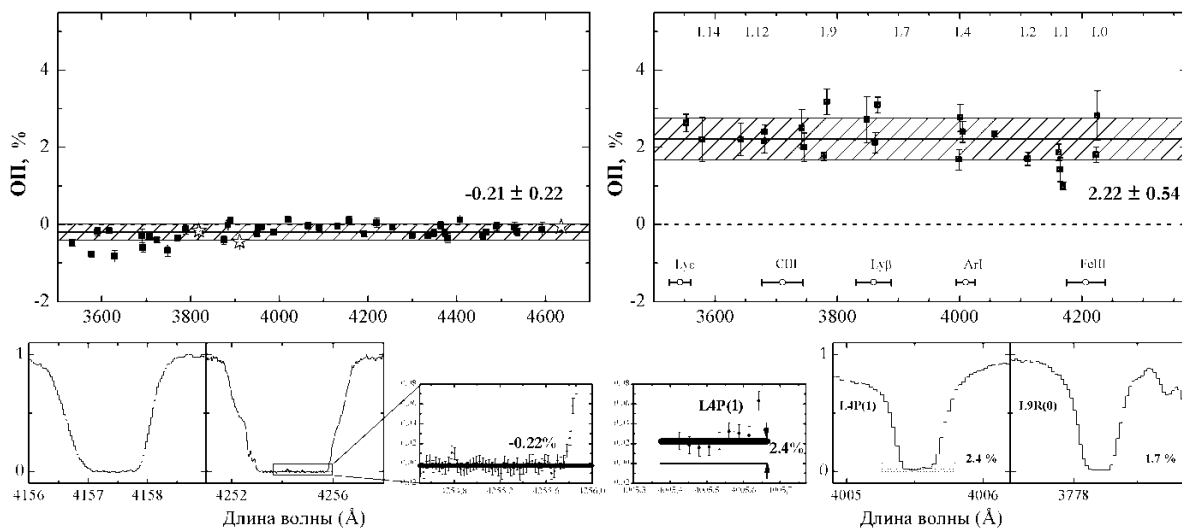


Рис. 5.

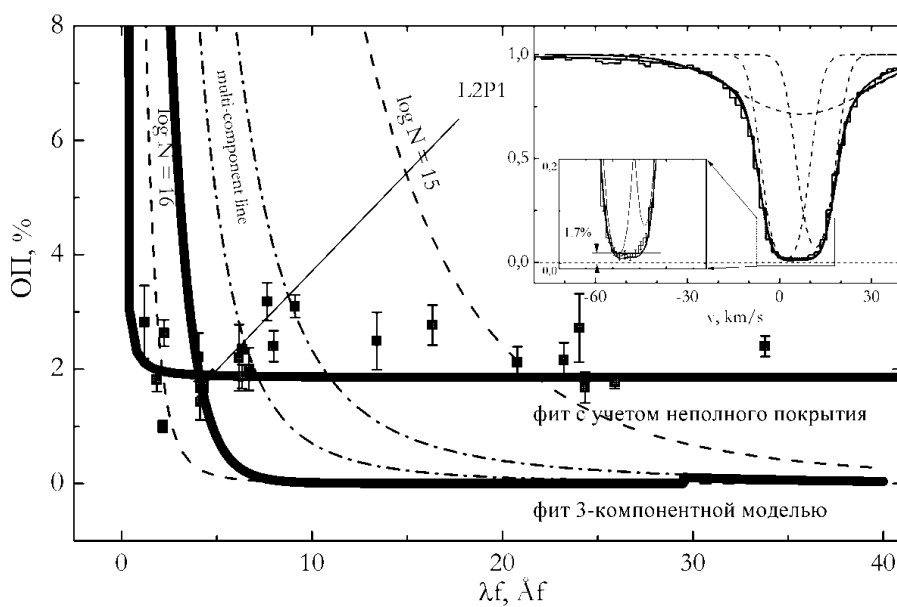


Рис. 6.

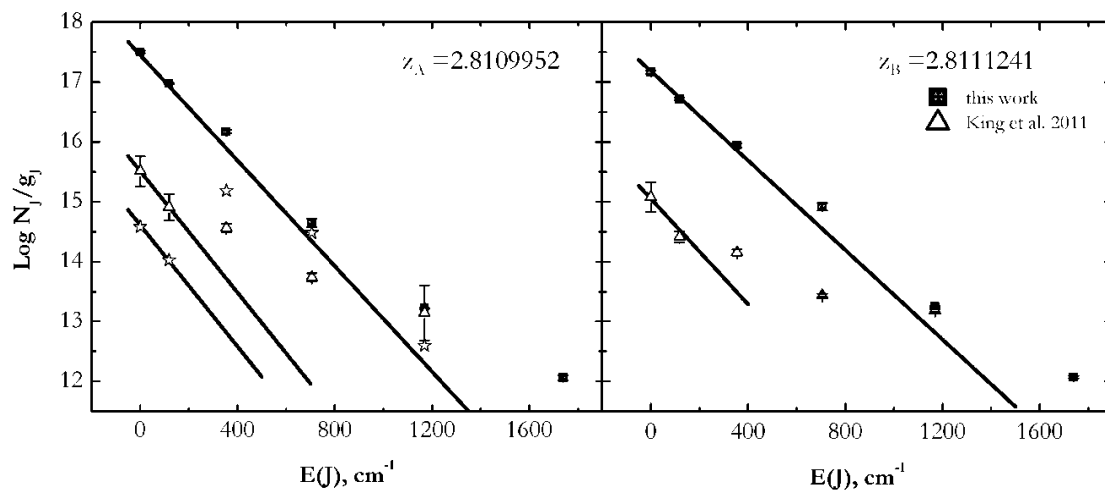


Рис. 7.

Сравнение лучевых концентраций для каждой из компонент H_2 системы в нашем анализе и анализе из работы [6] показаны на рисунке 7. Важно заметить, что с учетом большей лучевой концентрации H_2 отношение $HD/2H_2$ (распространенность молекул HD) в системе становится в согласии со значениями в других H_2/HD облаках на больших красных смещениях.

5. Заключение

На сегодняшний день эффект неполного покрытия был обнаружен только для трех абсорбционных облаков H_2 в спектрах квазаров Q1232+082, Q0643-504 и Q0528-250. Учет эффекта при анализе этих систем приводит к значительным изменениям определяемых параметров систем. Ошибка величины определения лучевых концентрации H_2 может составлять несколько порядков, что критично для изучения физических условий межзвездной среды на больших красных смещениях или задачи определения вариации фундаментальной физической константы – отношения масс протона и электрона.

Работа поддержана фондом Династия и грантом Президента РФ (МК-4861.2013.2).

Литература

1. *Momjian, E. et al.* The Highest Redshift Quasar at $z = 7.085$: A Radio-quiet Source // *The Astrophysical Journal*. 2009. V. 147. P. 6–9.
2. *Jorgenson R. et al.* Direct Evidence of Cold Gas in DLA 0812+32B // *ApJ*. 2009. V. 704. P. 247–254.
3. *Varshalovich D.A., et al.* HD Molecular Lines in an Absorption System at Redshift $z=2.3377$ // *Astronomy Letters*. 2001. V. 27. P. 683–685.
4. *Ivanchik A.V. et al.* HD molecules at high redshift: the absorption system at $z = 2.3377$ towards Q 1232+082 // *MNRAS*. 2010. V. 404. P. 1583–1590.
5. *Varshalovich D.A., Levshakov.* Molecular hydrogen in the $Z = 2.811$ absorbing material toward the quasar PKS 0528-250 // *MNRAS*. 1985. V. 212. P. 517–521.
6. *King J. et al.* New constraint on cosmological variation of the proton-to-electron mass ratio from Q0528-250 // *MNRAS*. 2011. V. 417. P. 3010–3014.
7. *Srianand R., Petitjean P., Ledoux C.* The cosmic microwave background radiation temperature at a redshift of 2.34 // *Nature*. 2000. V. 408. P. 931–935.
8. *Noterdaeme P. et al.* The evolution of the cosmic microwave background temperature. Measurements of T_{CMB} at high redshift from carbon monoxide excitation // *A&A*. 2011. V. 526. P. 7–11.
9. *Balashev S.A. et al.* Partial coverage of the broad-line region of Q1232+082 by an intervening H_2 -bearing cloud // *MNRAS*. 2011. V. 418. P. 357–369.
10. *Albornoz V'asquez D. et al.* Molecular hydrogen in the $z_{abs} = 2.66$ damped Lyman-alpha absorber towards Q J 0643-5041. Physical conditions and limits on the cosmological variation of the proton-to-electron mass ratio // *A&A*. 2014. V. 562. P. 88–109.
11. *Jaffe W. et al.* The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068 // *Nature*. V. 429. P. 47–49.
12. *Kaspi S. et al.* Reverberation Mapping of High-Luminosity Quasars: First Results // *Astrophys. Journal*. 2007. V. 659. P. 997–1007.
13. *Blackburne J.A., et al.* Sizes and Temperature Profiles of Quasar Accretion Disks from Chromatic Microlensing // *The Astrophys. Journal*. 2011. V. 729. P. 34–53.
14. *Ge J. et al.* H_2 , C I, Metallicity, and Dust Depletion in the $z = 2.34$ Damped Ly- α Absorption System toward QSO 1232+0815 // *The Astrophys. Journal*. 2001. V. 547. P. 1–5.

**PARTIAL COVERAGE OF QUASAR EMISSION REGIONS
BY INTERVENING MOLECULAR HYDROGEN CLOUDS**

Klimenko V.V., Balashev S.A., Ivanchik A.V., Varshalovich D.A.

*Ioffe Physical-Technical Institute of RAS, Polytekhnicheskaya 26, 194021 Saint-Petersburg, Russia
St.-Petersburg State Polytechnical University, Polytekhnicheskaya 29, 195251 Saint-Petersburg, Russia*

Absorption systems in spectra of high redshifts quasars provide unique opportunity to study the interstellar medium in galaxies at early cosmological epochs, where physical conditions can significantly differ from ones in the local Universe. The colder and denser phases of the neutral ISM are traced by molecular absorptions associated with a small number of DLAs. It is widely known that quasar spectra represent skewers through the observable volume of the Universe. However, as has been shown by Balashev et al. (2011) an intervening compact molecular cloud can cover emission regions of quasar only partially. In that case a non-zero residual flux is present in a bottom of an absorption line. A first detection of partial coverage for intervening H₂ clouds has been presented by Balashev et al. (2011) for Q1232+082. A second case of partial coverage has been detected by Albornoz V'asquez et al. (2014) for H₂ bearing cloud towards the quasar Q0643–504. Here we present the third case of partial coverage for H₂ system towards the quasar Q0528–250. We argue that taking into account partial coverage effects is crucial for studying the physical state of H₂ bearing absorption systems at high redshifts. The work is supported by Dynasty foundation and by the RF President Programme (grant MK-4861.2013.2).

ВЫЧИСЛЕНИЕ КООРДИНАТ РАДИАНТОВ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ МЕТЕОРОВ ГЕОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ ПО ДАННЫМ ОДНОСТОРОННИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Леонов В.А.¹, Комарова Е.С.²

¹*ИНАСАН, Москва, Россия*

²*ГОУ ВПО ИГУ, Иркутск, Россия*

Метеорная астрономия является важным источником сведений о Солнечной системе. Поскольку традиционные для астрономии телескопические наблюдения не позволяют исследовать малоразмерную фракцию вещества, мигрирующего по Солнечной системе, метеорные явления можно регистрировать только по свечению, вызываемому метеорными частицами, вторгающимися в земную атмосферу. Их наблюдение представляет собой достаточно трудоемкий процесс.

Основная методика регистрации малых тел Солнечной системы сводится к проведению мониторинга наблюдений метеорных событий с помощью современной наблюдательной телевизионной аппаратуры. Наблюдения могут выполняться как из одного пункта, так и из двух пространственно разнесенных; в последнем случае возникает возможность получать не только точные значения координат радианта каждого конкретного метеора, но и его орбитальные характеристики. Тем не менее, результаты односторонних наблюдений в некоторых случаях могут дать точные значения координат радианта каждого конкретного метеора.

Если видеорегистрация метеора позволяет выделить на его траектории точки, разделенные известным интервалом времени, то измерение координат этих точек дает возможность (при определенных предположениях) вычислить положение радианта метеора, а также расстояния от наблюдателя до выделенных на траектории точек и линейную скорость метеора.

В работе [1] подробно рассмотрен и обоснован геометрический метод определения элонгации и координат радианта индивидуального метеора, зарегистрированного телевизионным методом более чем на пяти кадрах. Показано, что метод применим для всех метеоров, начало которых лежит в поле зрения телевизионной камеры, а продолжительность метеорного явления превышает 0,7 сек, – при стандартной кадровой частоте развертки это составляет примерно 18 кадров. Т.е., если видеозапись с изображением метеора не превышает этого количества кадров, то возможно применение рассмотренного метода для любой последовательной серии кадров из полученной регистрации.

Данный метод оформлен в виде программы для ЭВМ, которая используется в настоящее время в ИНАСАН для определения радиантов индивидуальных метеоров и определения их принадлежности к метеорным потокам. Программа доступна для общего пользования и находится на сервере ИНАСАН [2].

Методика прошла адаптацию на материале реальных телевизионных наблюдений, проводившихся на широкоугольной патрульной камере FAVOR в 2006–2007 г. на ст. Архыз (Сев. Кавказ).

Одним из значимых результатов, полученных с помощью этого метода, является обнаружение метеоров искусственного происхождения, вызванных сгоранием элементов космического мусора (КМ) в атмосфере Земли [3]. Для этого был проанализирован массив, состоящий из 4498 метеоров. В нем были выделены события, для которых имелась возможность определения индивидуальной элонгации метеоров. Далее исключились все события, для которых была установлена принадлежность к известным метеор-

ным потокам, а также те, которые не удовлетворяли требованию по элонгации. Из оставшегося количества метеоров были отобраны метеоры, которые имели самую низкую угловую скорость. В итоге было выявлено 7 метеоров искусственного происхождения и была оценена их линейная скорость (табл. 1).

Таблица 1. Характеристики метеоров от КМ

	<i>Метеор</i>	<i>Элонгация (град)</i>	<i>Угловая скорость (град/с)</i>	<i>Линейная скорость (км/с)</i>
1	2006-08-31=00h41m28s	86	2,1 ($\pm 0,35$)	3,4
2	2006-09-13=22h00m46s	74	2,8 ($\pm 0,35$)	4,7
3	2006-09-18=19h59m54s	78	2,7 ($\pm 0,35$)	4,5
4	2006-10-14=22h24m04s	90	2,2 ($\pm 0,35$)	3,5
5	2006-10-20=17h21m04s	89	1,9 ($\pm 0,35$)	3,0
6	2007-10-12=20h08m06s	79	2,4 ($\pm 0,35$)	3,9
7	2007-10-18=23h36m45s	70	2,0 ($\pm 0,35$)	3,2

Ошибка определения линейной скорости по измеренной угловой и оценке элонгации составляет в данном случае $\approx 0,6$ км/с, т.е. гарантируется, что наблюдаемые частицы имели скорость, заведомо меньшую, чем вторая космическая, что является основным критерием выделения метеоров искусственного происхождения из массива естественных метеоров. Поэтому данные метеоры можно с большой уверенностью отнести к фактам сгорания частиц КМ (рис. 1).



Рис. 1. Суммированный кадр метеора 2006-08-31=00h41m28s от КМ: средняя яркость $5,5^m$, элонгация 86° , угловая скорость 2,1 град/с, линейная скорость 3,4 км/с (на рисунке показана сумма только четных кадров для удобства восприятия).

В предположении, что на высоте сгорания метеоров размер поля зрения камеры составляет около 1000 кв. км, то с учетом темпа появления в этом поле частиц КМ равным 1 частица/40 часов можно оценить нижнюю границу суточного темпа сгорания КМ в атмосфере планеты, которая будет составлять ≈ 30000 частиц/сут.

В данной оценке нижней границы темпа самоочистки околоземного космического пространства от КМ использовалось косвенное определение скорости метеорных частиц, а также выборка событий, для которых эти скорости заведомо удовлетворяют суборбитальным скоростям (это необходимо для исключения метеоров Солнечной системы). Поэтому очевидно, что реальный темп самоочистки околоземного пространства должен быть немного выше.

Такой способ регистрации метеоров КМ даст возможность не только оценивать темп самоочистки околоземного космического пространства, но и проводить уточнение моделей малоразмерного вещества искусственного происхождения.

Вторым значимым результатом, полученным с помощью геометрического метода, стало вычисление новых координат радиантов индивидуальных поточных метеоров, которые с большой точностью совпали с радиантами потоков. В то же время некоторые данные о группах индивидуальных радиантов метеоров, зарегистрированных на протяжении нескольких дней и даже недель, не соответствуют ни одному из радиантов метеорных потоков, как крупных, так и малых, указанных в известных каталогах метеорных потоков [4–6, 9].

В частности, нами был детально рассмотрен метеорный поток Писциды, фигурирующий в источниках [4–9]. Несмотря на то, что радиант вычисленного нами потока расположен в непосредственной близости от радианта крупного метеорного потока Южные Тауриды и действует одновременно с ним, что дает основания полагать об ошибочном отождествлении многими наблюдателями потока Писциды с потоком Южные Тауриды, нам удалось вычислить координаты радианта данного потока с высокой точностью (рис. 2, 3). Этот поток действует, по нашим данным, на протяжении всего октября, при этом его радиант не совпадает ни с одним из радиантов потока Писциды из списка [4–9].

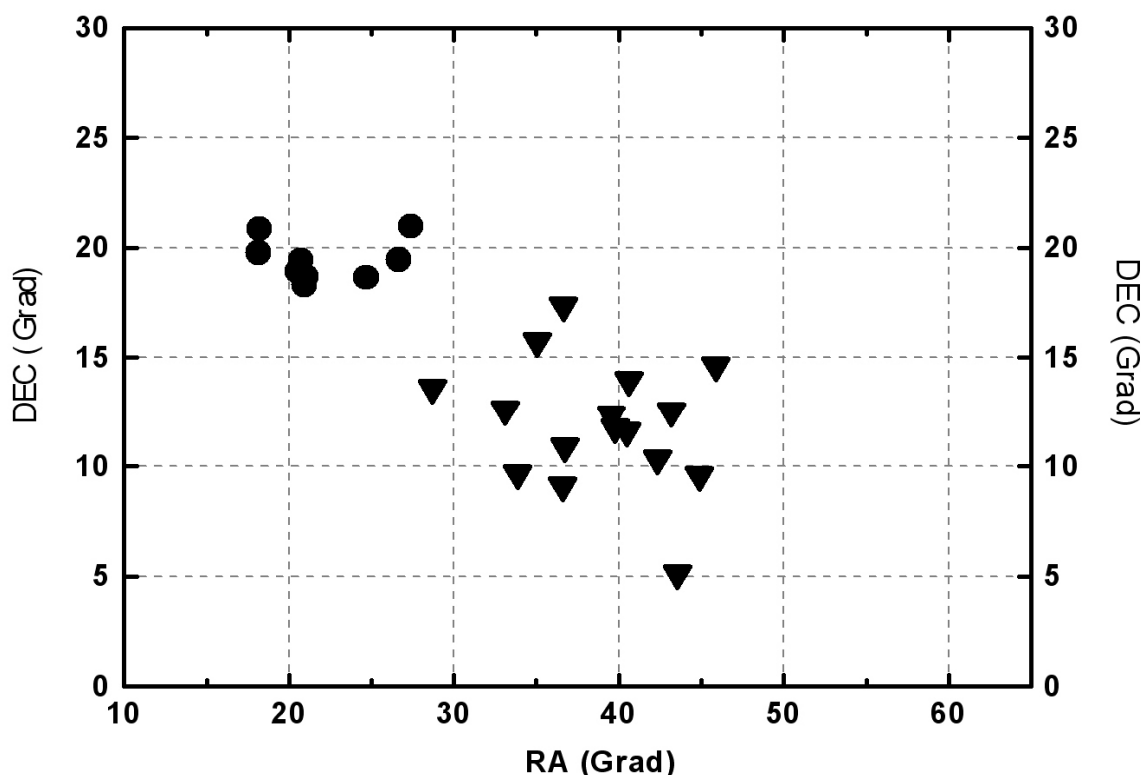


Рис. 2. Дрейф радиантов потоков Южные Тауриды (▼) и Октябрьские Писциды (●) на общие даты 04–24 октября.

Единственный радиант потока, координаты которого схожи с радиантом потока, вычисленного нами, был обнаружен в источнике [8], который в настоящее время недоступен. Согласно данным [8], радиант этого потока был открыт в 1948 г. исследователями из ГДР, а метеоры этого потока медленные, красноватые. Никаких других данных об этом потоке в доступной литературе обнаружить не удалось (табл. 2).

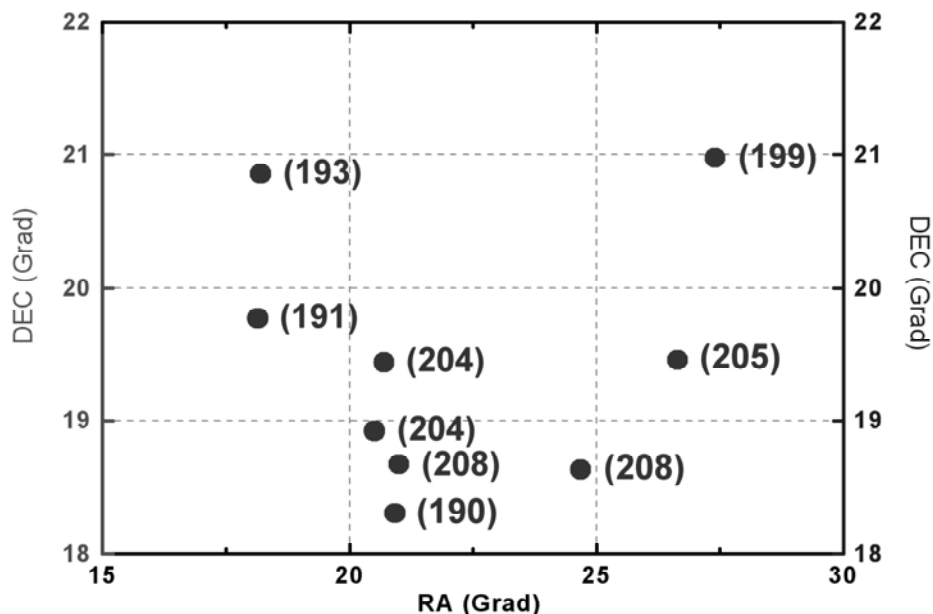


Рис. 3. Дрейф радианта потока Октябрьские Писциды (в скобках указаны значения солнечной долготы).

Таблица 2. Данные о потоке Писциды, действующие в период с 15 сентября по 15 ноября, согласно источникам

Код потока	Название потока	Начало действ.	Конец действ.	Пик акт-ти	RA	Dec	V_g	N	Источник
NPI	North (ϵ -)Piscids	-	-	184	9.2	7.7	31.2	7	[4]
EPC	Oct. (ϵ -)Piscids	-	-	195	3.4	8.1	21.7	5	[4]
GPS	γ -Piscids	-	-	200	17.7	9.3	13.4	-	[4]
NPI	North (ϵ -)Piscids	09/12	09/31	184	9.2	7.7	31.2	7	[5]
NPI	North (ϵ -)Piscids	09/12	09/31	184	7.0	7.0	30.4	3	[5]
NPI	North (ϵ -)Piscids	09/12	09/31	184	9.1	7.2	25.6	93	[5]
NPI	North (ϵ -)Piscids	09/12	09/31	184	0.8	3.9	27.4	42	[5]
NPI	North (ϵ -)Piscids	09/12	09/31	184	26.7	14.3	26.7	9	[5]
EPC	Oct. (ϵ -)Piscids	10/10	10/12	195	8.7	8.1	21.8	5	[5]
EPC	Oct. (ϵ -)Piscids	10/10	10/12	195	20.7	11.3	23.2	-	[5]
EPC	Oct. (ϵ -)Piscids	10/10	10/12	195	12.8	4.4	20.5	45	[5]
EPC	Oct. (ϵ -)Piscids	10/10	10/12	195	15.6	7.3	23.5	6	[5]
GPS	γ -Piscids	10/10	11/25	200	347.6	0.3	10.4	-	[5]
GPS	γ -Piscids	10/10	11/25	200	377.7	9.3	13.4	-	[5]
SPI	Piscids	08/12	10/07	09/11-20	0	4	-	-	[6]
-	Southern Piscids	08/12	10/07	09/11-20	0	4	-	-	[6]
-	Northern Piscids	10/05	10/16	10/12-13	26	10	-	-	[6]
-	γ -Piscids	10/26	10/22	09/23-24	342.3	7.7	-	-	[6]
SPI	Piscids	08/12	10/07	09/11-20	0	4	-	-	[7]
-	γ -Piscids	09/21	09/28	09/25	350	5	-	-	[7]
-	Sent. Piscids	09/01	09/24	09/11	349	3	-	-	[8]
-	Oct. Piscids	10/07	10/20	10/10	22	18	-	-	[8]

Код потока	Название потока	Начало действ.	Конец действ.	Пик акт-ти	RA	Dec	V _g	N	Источник
-	<i>Beta-Pscds-1</i>	09/15	10/01	-	339	-8	20.4	-	[9]
-	<i>Beta-Pscds-2</i>	09/15	10/01	-	337	-11	18.5	-	[9]
-	<i>Beta-Pscds-3</i>	09/15	10/01	-	341	-3	18.5	-	[9]
-	<i>Iota-Pscds-1</i>	10/08	10/24	-	1	0	19.2	-	[9]
-	<i>Iota-Pscds-2</i>	10/08	10/24	-	12.3	-9.6	21.2	-	[9]
-	<i>Iota-Pscds-4</i>	10/08	10/24	-	4.5	12.7	20.9	-	[9]
-	<i>Iota-Pscds-3</i>	10/08	10/24	-	8	11	19	-	[9]

Необходимо подчеркнуть, что приведенные результаты применения геометрического метода относятся к уникальному наблюдательному материалу – телевизионным регистрациям метеоров с яркостями, недоступными для наблюдений обычными метеорными камерами. Гибридная камера FAVOR [10] имела проникающую силу по метеорам на 2-3 звездные величины большую, чем любая из действующих камер [11], поэтому практически весь использованный в работе массив наблюдений относится к метеорам слабее +5^m. Применение геометрического метода для определения координат радиантов индивидуальных метеоров к таким регистрациям позволило на расширенном массиве исходных данных исследовать тонкую структуру области радиации потоков Южные Тауриды и Октябрьские Писциды.

Полученные результаты позволили не только повысить эффективность отождествления метеоров с потоками традиционным методом, но и дали возможность получить высокоточные координаты радиантов многих метеорных потоков. Среди этих потоков большой процент составляют малые метеорные потоки, которые не входят в каталоги крупных метеорных потоков Центра метеорных данных МАС [4, 5], однако их численность дает основания полагать, что современные представления о крупных метеорных потоках не являются достаточно полными. Все эти результаты требуют дальнейшей проверки и тщательного анализа.

Литература

1. Багров А.В., Леонов В.А. Вычисление параметров движения метеора по данным односторонних телевизионных наблюдений // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. № 4. С. 352–358.
2. Пакет программ для обработки метеорных регистраций RadCalc.
URL: http://www.inasan.ru/rus/space_astro/meteors/Soft/RadCalc/.
3. Леонов В.А., Багров А.В. Исследование сгорания элементов «космического мусора» в земной атмосфере при телевизионном метеорном мониторинге // Астрофизический бюллетень. 2011. Т. 66. № 1. С. 87–89.
4. Список всех действующих метеорных потоков Центра метеорных данных МАС (IAU MDC).
URL: http://www.astro.amu.edu.pl/~jopek/MDC2007/Roje/roje_lista.php?corobic_roje=0&sort_roje=0
Дата обращения: 07.07.2014.
5. Рабочий список кометных метеорных потоков Комиссии № 22 МАС под ред. П. Дженнис-кенса (Commission 22 of the Division F of the IAU - Meteors, Meteorites & Interplanetary Dust).
URL: <http://meteor.asu.cas.cz/IAU/showerlist.pdf>
Дата обращения: 07.07.2014.
6. Календарь метеорных потоков Г. Кронка.
URL: <http://meteorshowersonline.com/>
Дата обращения: 07.07.2014.
7. Календарь метеорных потоков Г. Кронка.
URL: <http://www.maa.agleia.de/Comet/meteors/showers/>
Дата обращения: 10.11.2008.
8. Интернет-страница белорусской астрономической группы Deep Sky & Comets.
URL: <http://shuserg.chat.ru>
Дата обращения: 10.11.2008.

9. Терентьева А.К. Малые метеорные рои // Исследование метеоров. Результаты исследований по международным геофизическим годам. 1966. № 1. С. 62–132.
10. Багров А.В., Болгова Г.Т., Бондарь С.Ф., Карпов С.В., Карташова А.П., Каткова Е.В., Леонов В.А., Терентев Д.А. Каталог телевизионных метеоров яркостью до $+8^m$, зарегистрированных камерой FAVOR в 2006 г. // Тр. Международной конф. «Астрономия и мировое наследие: через время и континенты» // Казань: Казан. гос. ун-т, 2009. С. 113.
11. Багров А.В., Леонов В.А. Новый подход в определении яркостей метеоров // Экологич. вестн. научн. центров ЧЭС. 2013. Т. 2. № 4. С. 26–32.

CALCULATION OF INDIVIDUAL METEOR RADIANT COORDINATES BY GEOMETRIC METHOD ON THE BASE OF ONE-POINT OBSERVATIONS

Vladislav Leonov¹, Evgenia Komarova²

¹*INASAN, Moscow, Russia*

²*ISU, Irkutsk, Russia*

Modern methods of meteor observations are mostly based on TV-technique. The observations may be done from as a single point as well from two distant points. In the last case there is a possibility to get not only fine radiant coordinates of each meteor, but to obtain whole set of its orbital parameters. Nevertheless even single-point TV-observation may be enough to calculate correct radiant coordinates for individual meteors, if it was registered at least on five frames by proposed “geometrical method”, developed by authors.

This method for calculation of individual meteor radiant was tested on the base of real TV- observations with wide-angle hybrid camera FAVOR at Arkhyz observatory in 2006-2007. Calculated by geometrical method radiants for numerous meteors from well-known meteor showers were well coincided with coordinates of the shower radiants. The obtained results allows not only increasing effectiveness of identification of meteors to meteor showers by tradition methods, but specifying radiant positions for many meteors and meteor showers. Besides that this method allows detecting meteors that were produced by burning of space debris particles in the Earth atmosphere.

MULTIWAVELENGTH INVESTIGATION OF X-RAY SELECTED AGN (HOMOGENEOUS CATALOGUE X-RAY AGN)

Paronyan G.M., Mickaelian A.M.

*Byurakan Astrophysical Observatory (BAO)
Isaac Newton Institute of Chile, Armenian Branch
BAO, Byurakan, Armenia*

We have created a general catalogue of AGN selected from optical identifications of X-ray sources using two sources: Hamburg-ROSAT Catalogue (HRC) and Byurakan-Hamburg-ROSAT Catalogue (BHRC). Both contain optical identifications of X-ray sources from ROSAT catalogues based on low-dispersion spectra of Hamburg Quasar Survey (HQS). HRC used ROSAT Bright Source Catalogue (BSC) and BHRC used brighter sources of ROSAT Faint Source Catalogue (FSC), thus extending the sample to count rates (CR) of photons ≥ 0.04 ct/s in the area with galactic latitudes $|b| \geq 20^\circ$ and declinations $\delta \geq 0^\circ$ (the area of HQS). However, HRC and BHRC contain a number of misidentifications and using the recent optical and multiwavelength (MW) catalogues we have revised both samples excluding false AGN and adding new genuine AGN. As a result, a new homogeneous complete sample of 4253 X-ray selected AGN was created (ROSAT BSC/FSC AGN).

For these sources we retrieved all MW data from recent catalogues and carried out statistical investigations. An attempt to find connections between the radiation fluxes in different bands for different types of sources, and identify their characteristics thus confirming candidate AGNs have been done. We have analyzed X-ray properties of these sources to find a limit between normal galaxies and X-ray AGN.

1. Introduction

In this work an attempt was made to create an X-ray selected AGN catalogue and make its multiwavelength (MW) studies, in order to find connections between the fluxes in different ranges of electromagnetic waves, which will allow us confirm AGN candidates and in some cases find new ones.

To ensure the homogeneity and completeness of the sample, only data from ROSAT catalogues have been taken for X-ray sources. The ROSAT satellite was endowed with an X-ray register having sensitivity between 0.1–2.4 keV and with a mirror of 84 cm diameter. With this satellite a whole sky survey was accomplished in X-ray.

ROSAT data are mainly listed in two catalogs: ROSAT Bright Source Catalogue (BSC) [1] and ROSAT Faint Source Catalogue (FSC) [2]. They are clearly distinguished from each other by X-ray flux expressed in count-rate (CR) (the number of particles registered by the receiver per unit time). ROSAT-BSC contains 18'811 sources with $CR > 0.05$ ct/s, while ROSAT-FSC, 105'924 sources with $CR < 0.05$ ct/s with a sensitivity limit $CR < 0.0005$ ct/s. Thus ROSAT catalogues contain 124'735 X-ray sources. There are thousands of interesting objects among them, and even though a number of recent X-ray missions have been conducted, ROSAT so far remains the only all-sky enough deep survey, particularly containing some 60'000–70'000 X-ray AGN. However, only ~ 10 '000 ROSAT sources have been optically identified. Among the identification works, the ROSAT Bright Sources (RBS, [3]) is well-known (2012 BSC sources with $CR \geq 0.20$ and $|b| > 30^\circ$ have been optically identified. However, most of the identified sources come from the Hamburg Quasar Survey (HQS, [4]), which was used as a basis for optical identifications. This survey was accomplished by the Hamburg Observatory Schmidt telescope with a diameter of 80 cm and covers the entire northern sky at high Galactic latitudes. Spectra are the result of wide-angle prism (1.7°). 1931 Kodak IIIa-J emulsion plates were used for observation with spectral sensitivity between 3400–5400 Å. HQS low-dispersion spectra allow a preliminary classification of objects into a number of

types, giving possibility to make up subsamples of objects for further studies. Two main projects have been carried out: Hamburg-ROSAT Catalogue (HRC, [5]) and Byurakan-Hamburg-ROSAT Catalogue (BHRC, [6]). HRC is based on ROSAT-BSC and contains 5341 sources at $|b| > 20^\circ$ and $\delta > 0^\circ$, while BHRC is based on ROSAT-FSC and contains 2791 fainter sources (down to CR=0.04 to have confident X-ray sources) in the same area (3297 objects found).

In both catalogues, the selection of optical sources was made due to the following advantages of HQS:

1. The survey covers the entire extragalactic northern sky with $\delta > 0^\circ$ and $|b| \geq 20^\circ$
2. Spectra were received with the help of an objective prism with a dispersion 1390 Å/mm allowing follow spectral energy distribution (SED) and notice some broad emission and absorption lines
3. All plates of the survey are digitized with high quality and are accessible for studies
4. HQS allows a quick identification of objects and finding their data in other catalogues.

Among the 5341 HRC optical identifications, 1607 are given as AGN or their candidates and among the 2696 BHRC objects, there are 1614 considered to be AGN or their candidates.

We combined these two Catalogues and created a new homogeneous and complete catalogue of X-ray selected AGN, which covers all the northern sky limited by high galactic latitudes ($\delta > 0^\circ$, $|b| \geq 20^\circ$), and with CR > 0.04. After some checks from various available catalogs, we have excluded a number of objects and included some missed AGN and finally it contained 4253 AGN or their candidates. Thus we have obtained the largest X-ray selected large-area homogeneous complete AGN sample and made possible detailed studies of their MW properties.

2. Combination of HRC and BHRC and collection of accurate photometric data

In order to avoid further mistakes and errors, before starting the main work, we studied in details the HRC and BHRC catalogues. For this purpose these two catalogues were cross-matched with the Catalogue of QSOs and Active Nuclei, Version 13 ([7], hereafter VCV-13). VCV-13 includes only those objects, which have optical spectra and their spectroscopic studies confirmed their AGN nature. It contains 168'940 AGN. To complement VCV-13, we also used BZCAT [8] due to its better completeness for blazars (high probability X-ray sources). Though at present many new QSOs and other AGN have been discovered from SDSS recent releases [9] and some other works, however most of them are faint objects and do not strongly contribute to identifications of more ROSAT sources.

Using VCV-13 and BZCAT, some classification errors were found (sources are genuine AGN, but were classified as stars or normal galaxies). These numbers of objects are 1024 and 59 from HRC and BHRC, respectively. So the number of optical objects in the catalogue, which are AGN or their candidates, became 4253, i.e. greater 32% than the simple combination of HRC and BHRC.

In addition, HRC did not contain data from other catalogues, such as VCV-13, SDSS, etc. and we have carried out homogeneous search for all available data in various databases, including non-optical ranges. In order to make final identifications we used all the listed catalogues, which more or less guarantee the completeness condition (we have used all-sky or large-area surveys) and provide many flux measurements at different bands:

- γ -ray: FERMI [10], INTEGRAL [11];
- UV: GALEX [12];
- Optical: APM [13], USNO-B1.0 [14], GSC 2.3.2 [15], SDSS DR10 [9];
- IR: 2MASS Point Source Catalogue (PSC, [16]), 2MASS Extended Source Catalogue (ESC, [17]), WISE [18], IRAS Point Source Catalogue (PSC, [19]), IRAS Faint Source Catalogue (FSC, [20]);

- Radio: NVSS [21], FIRST [22].

Out of the 4253 HRC/BHRC objects, 3369 sources were confirmed as AGN by means of optical spectral classifications, the main criteria in VCV-13 and BZCAT, and the rest 884 are left as AGN candidates. Graphs and histograms of the distribution of sources at different ranges, stellar magnitudes and the data dependence on each other were built in order to distinguish AGN and to find AGN or their candidates in the future (see in further sections).

We have carried out cross-correlations of our sample with the recent all-sky and large-area catalogues from γ -ray to radio. To determine the correct search radius for all cross-correlations and avoid misidentifications, a preliminary identification was made with a large radius, and then the distribution of distances of identifications was constructed for all sources. This allowed determine the correct search radius. Figure 1 gives an example of such computation for APM catalogue. We conclude that objects with distances from the input positions up to 2 arcsec should be considered as genuine associations, though the real search radii were taken larger not to miss some genuine associations having larger positional errors.

If during the identification, we had several objects corresponding to the given source, we selected the source, which was 3 times closer than the second one as a confident identification. And if the ratio of distances was smaller and it was not possible to identify a reliable source, a flag with $\{:\}$ sign is given, which means a doubtful identification.

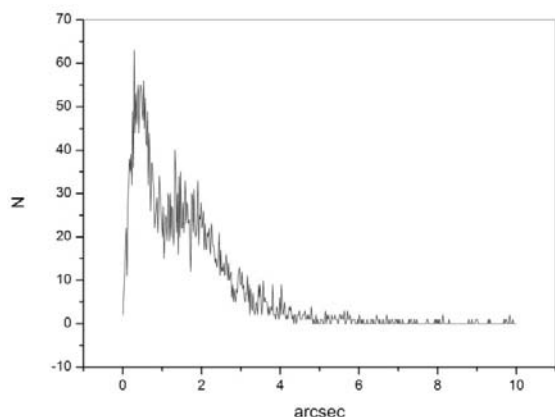


Figure1. Computation of the correct radius of identifications for APM catalogue.

Table 1. Results of cross-correlations of 8037 HRC and BHRC sources with MW catalogues

Catalogues	Search radius (arcsec)	AGN	Gal	Star	Ukn
FERMI	600	155	5	17	8
INTEGRAL	600	34	0	1	3
ROSAT	40	4253	492	1800	1492
GALEX	3	2769	172	918	705
APM	4	4099	442	1387	1462
USNO-B1.0	4	4239	486	1788	1462
GSC 2.3.2	4	4213	466	1810	1467
SDSS DR10 photo	2	3976	440	1429	1198
SDSS DR10 spectro	2	2908	231	204	0
2MASS	2	3368	410	1585	1283
WISE	2	4084	448	1485	1217
IRAS	60	249	11	102	182
NVSS	10	930	135	9	35
FIRST	3	1021	132	6	35
VCV-13	30	3352	0	0	0
Roma Blazars	5	387	0	0	0
TOTAL		4253	492	1800	1492

In order to achieve a completeness, the whole work was also done for other objects (normal galaxies and stars) of HRC and BHRC catalogues, altogether 8037 identified ROSAT sources.

For 177 AGN candidates in our sample there are spectra from SDSS DR10, and we are planning to carry out a detailed spectral classification thus introducing new AGN or rejecting some objects (the results of this research will be presented in [23]).

In order to make comparisons and follow the differences of the behaviour of objects in various distributions, all objects were divided into three groups: 1) Active Galactic Nuclei (AGN), 2) Normal galaxies and 3) Stars. This division was made on the following. All X-ray sources in the optical range by their extension can be divided into two parts: 1) Extended and 2) Point-like. These two types in turn are divided into two subtypes: 1.1 Bright normal galaxies, 1.2 AGN, 2.1 Stars and 2.2 QSOs. However, because we study AGN, including QSOs, we combine these subtypes into one, and we got three types of objects:

1. AGN (QSOs + extended AGN).
2. Galaxies.
3. Stars.

All further considerations have been made for these three groups to follow the differences in various MW data and their physical properties.

In order to distinguish AGN among all X-ray sources, we need to identify which are the flux ratio limits that give us opportunity to do this. Graphs and histograms based on the collected data were constructed for this purpose. This will allow finding all observed QSOs and other AGN in the nearby Universe having detected X-ray radiation and the exact number of existing X-ray AGN as a fraction of all AGN.

3. Formulae and calculations

3.1. Distances and absolute magnitudes

To calculate the absolute stellar magnitudes, we use the following formula:

$$M = m + 5 - 5 * \lg(D) - k + \Delta m(z), \quad (1)$$

where M is the absolute stellar magnitude, m is the visible stellar magnitude, D is the distance of the source, the k -correction is $k = -2.5 * \lg(1 + z)^{(1-\alpha)}$, (see Table 2 for the values of k for $z < 4.0$; [24]). The values of s_0 till $z < 8.0$) were computed by us (see Table 3 for the values of s_0 for $z < 8.0$).

$\Delta m(z)$ is a correction to k considering that the spectrum of quasars is not strictly a power law of the form $S \propto \nu^{-\alpha}$, but is affected by emission lines and by the Ly α forest depleting the continuum to the blue of Ly α (see Table 4 for the values of $\Delta m(z)$ for $z < 7.0$. For higher values of z , we arbitrarily used $\Delta m(z) = 10.82$). These corrections were computed in a similar way to [25] using the mean emission line strengths available at the time (1986), and to [7] using data available at the time). These values are in reasonable agreement with those of this last authors who give these corrections for $z < 2.2$, and $z < 5$.

To calculate the distance, we used the following values of the cosmological constants:

$$H_0 = 71 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}, \Omega_m = 0.29, \Omega_\Lambda = 0.71. \quad (2)$$

(See for instance [26–27]).

The luminosity distance was calculated according to the formula:

$$D_L = \frac{cz}{H} * \left(1 + \frac{1 - q_0}{2} z + \frac{1 - q_0 - 3q_0^2 + j_0}{6} z^2 + \frac{2 - 2q_0 - 15q_0^2 + j_0 + 10q_0j_0 + s_0}{24} z^3 \right), \quad (3)$$

where

$$q_0 = -0.565, \quad j_0 = q_0 + q_0^2 + \frac{dq}{dx} \Big|_0. \quad (4)$$

The photometric distance was calculated according to the formula:

$$D_p = \frac{D_L}{1 + z}. \quad (5)$$

where D_L is the luminosity distance and z is the redshift.

Table 2. The values of k for $z < 4.0$

z	k_B	k_V	k_R	k_g	z	k_B	k_V	k_R	k_g
0.1	-0.087	-0.144	-0.036	-0.133	2.2	-0.630	-0.903	-0.848	-0.588
0.2	-0.179	-0.234	-0.125	-0.242	2.3	-0.659	-0.917	-0.855	-0.628
0.3	-0.232	-0.289	-0.215	-0.051	2.4	-0.621	-0.913	-0.863	-0.686
0.4	-0.298	-0.367	-0.281	-0.084	2.5	-0.515	-0.915	-0.872	-0.716
0.5	-0.348	-0.443	-0.342	-0.118	2.6	-----	-----	-0.897	-0.717
0.6	-0.391	-0.490	-0.408	-0.146	2.7	-----	-----	-0.928	-0.704
0.7	-0.420	-0.522	-0.471	-0.202	2.8	-----	-----	-0.930	-0.682
0.8	-0.425	-0.589	-0.520	-0.286	2.9	-----	-----	-0.923	-0.675
0.9	-0.434	-0.623	-0.549	-0.350	3.0	-----	-----	-0.921	-0.689
1.0	-0.455	-0.661	-0.600	-0.384	3.1	-----	-----	-0.919	-0.726
1.1	-0.506	-0.689	-0.646	-0.390	3.2	-----	-----	-0.914	-0.774
1.2	-0.529	-0.697	-0.672	-0.409	3.3	-----	-----	-0.908	-0.788
1.3	-0.542	-0.698	-0.703	-0.478	3.4	-----	-----	-0.901	-0.772
1.4	-0.554	-0.711	-0.727	-0.532	3.5	-----	-----	-0.910	-0.748
1.5	-0.581	-0.726	-0.740	-0.545	3.6	-----	-----	-0.952	-0.721
1.6	-0.610	-0.777	-0.743	-0.549	3.7	-----	-----	-0.986	-0.691
1.7	-0.604	-0.811	-0.752	-0.561	3.8	-----	-----	-0.990	-0.671
1.8	-0.600	-0.829	-0.761	-0.569	3.9	-----	-----	-0.960	-0.670
1.9	-0.591	-0.839	-0.780	-0.559	4.0	-----	-----	-0.891	-0.683
2.0	-0.581	-0.848	-0.819	-0.552	-----	-----	-----	-----	-----
2.1	-0.585	-0.862	-0.838	-0.563	-----	-----	-----	-----	-----

Table 3. The values of s_0 for $z < 8.0$

z	s_0	z	s_0	z	s_0	z	s_0	z	s_0	z	s_0
0.1	1.03	1.5	0.83	2.9	0.65	4.3	0.50	5.7	0.38	7.1	0.28
0.2	1.02	1.6	0.82	3.0	0.64	4.4	0.49	5.8	0.37	7.2	0.27
0.3	1.00	1.7	0.80	3.1	0.63	4.5	0.48	5.9	0.36	7.3	0.27
0.4	0.99	1.8	0.79	3.2	0.62	4.6	0.47	6.0	0.36	7.4	0.26
0.5	0.97	1.9	0.78	3.3	0.61	4.7	0.47	6.1	0.35	7.5	0.26
0.6	0.96	2.0	0.76	3.4	0.60	4.8	0.46	6.2	0.34	7.6	0.25
0.7	0.94	2.1	0.75	3.5	0.59	4.9	0.45	6.3	0.33	7.7	0.25
0.8	0.93	2.2	0.74	3.6	0.58	5.0	0.44	6.4	0.33	7.8	0.24
0.9	0.91	2.3	0.73	3.7	0.56	5.1	0.43	6.5	0.32	7.9	0.24
1.0	0.90	2.4	0.71	3.8	0.55	5.2	0.42	6.6	0.31	8.0	0.23
1.1	0.88	2.5	0.70	3.9	0.54	5.3	0.41	6.7	0.31	-----	-----
1.2	0.87	2.6	0.69	4.0	0.53	5.4	0.40	6.8	0.30	-----	-----
1.3	0.86	2.7	0.68	4.1	0.52	5.5	0.40	6.9	0.29	-----	-----
1.4	0.84	2.8	0.67	4.2	0.51	5.6	0.39	7.0	0.29	-----	-----

Table 4. The values of $\Delta m(z)$ for $z < 7.0$

Z	$\Delta m(z)$	z	$\Delta m(z)$	z	$\Delta m(z)$	z	$\Delta m(z)$	z	$\Delta m(z)$	z	$\Delta m(z)$
0.0	0	1.2	-0.05	2.4	0	3.6	1.13	4.8	3.2	6.0	6.71
0.1	0	1.3	-0.05	2.5	0.04	3.7	1.15	4.9	3.4	6.1	7.08
0.2	0	1.4	-0.05	2.6	0.09	3.8	1.17	5.0	3.6	6.2	7.45
0.3	0	1.5	-0.09	2.7	0.19	3.9	1.35	5.1	3.89	6.3	7.84
0.4	-0.06	1.6	-0.14	2.8	0.27	4.0	1.5	5.2	4.16	6.4	8.23
0.5	-0.11	1.7	-0.15	2.9	0.34	4.1	1.65	5.3	4.44	6.5	8.64
0.6	-0.11	1.8	-0.15	3.0	0.4	4.2	1.8	5.4	4.74	6.6	9.06
0.7	-0.09	1.9	-0.14	3.1	0.48	4.3	1.95	5.5	5.04	6.7	9.48
0.8	-0.04	2.0	-0.2	3.2	0.57	4.4	2.15	5.6	5.35	6.8	9.92
0.9	0	2.1	-0.14	3.3	0.67	4.5	2.45	5.7	5.68	6.9	10.36
1.0	-0.01	2.2	-0.2	3.4	0.79	4.6	2.7	5.8	6.01	7.0	10.82
1.1	-0.04	2.3	-0.02	3.5	0.93	4.7	2.95	5.9	6.36		

3.2. Fluxes and luminosities

The conversion between Janskies and flux density in $\frac{W}{m^2}$ per unit wavelength is given by:

$$F_\nu * 10^{-26} * \nu = F_\lambda * \lambda \quad (6)$$

which was derived by [28] from absolute spectral energy distributions for white dwarfs, so

$$F_\nu * 10^{-26} * \frac{c}{\lambda^2} = F_\lambda \quad (7)$$

The magnitude of a source can be converted to a flux density using:

$$F_\nu = F_0 * 10^{\left(\frac{m}{-2.5}\right)} \quad (8)$$

where F_0 is zero magnitude flux.

Table 5 lists the zero magnitude fluxes for various common optical and IR bands by [29–32].

To calculate the ROSAT flux, we use the following formula:

$$F_x = CR * (5.30 * HR1 + 8.31) * 10^{-12} [erg\ cm^{-2}\ s^{-1}] \quad (9)$$

which was derived by [33] from an X-ray study of a complete sample of the nearby main sequence stars; here HR1 denotes the hardness ratio defined through

$$HR1 = \frac{H - S}{H + S} \quad (10)$$

where H and S denote the source counts in the hard (0.5–2.0 keV) and soft (0.1–0.4 keV) ROSAT passbands. The hardness ratio is in fact an "X-ray color" that is influenced by both the plasma temperature and the hydrogen column density. CR is the source count rate.

Table 5. Zero points for magnitude systems

Band	Effective wavelength (μm)	Zero point (Jy)	Band	Effective wavelength (μm)	Zero point (Jy)
SDSS u	0.3543	3631	Johnson I	0.9700	2635
SDSS g	0.4770	3631	2MASS J	1.2350	1594
SDSS r	0.6231	3631	2MASS H	1.6620	1024
SDS S i	0.7625	3631	2MASS K	2.1590	666.7
SDSS z	0.9134	3631	WISE W1	3.3526	306.681
Johnson U	0.3640	1823	WISE W2	4.6028	170.663
Johnson B	0.4420	4130	WISE W3	11.5608	29.0448
Johnson V	0.5400	3781	WISE W4	22.0883	8.2839
Johnson R	0.7100	2941			

To calculate the GALEX flux, we use the following formulae:

1. for far-UV (FUV):

$$F_{FUV} = 1.40 * 1538.6 * 10^{-15} * 10^{\frac{m_{AB}-18.82}{-2.5}} \quad (11)$$

2. for near-UV (NUV):

$$F_{NUV} = 2.06 * 2315.7 * 10^{-16} * 10^{\frac{m_{AB}-20.08}{-2.5}} \quad (12)$$

which was derived by [34].

X-ray and optical luminosity were calculated with the formula:

$$L = 4\pi * F * D^2 \quad (13)$$

where F is the flux of an object and D is the luminosity distance.

We give in our Catalogue all these photometric data, and having all photometric measurements from various MW catalogues transformed into flux densities, we were able to build various relations to follow the behaviour of different types of objects to be able to derive their average characteristics.

4. Description of the ROSAT BSC/FSC AGN Catalogue

We have created the ROSAT BSC and FSC AGN Catalogue containing X-ray selected 3369 genuine AGN and 884 AGN candidates, altogether 4253 objects, all identified from ROSAT. All information was collected in a catalogue containing γ - X-ray, optical, IR and radio data together with the source identification. This Catalogue is given 175 columns, and is only available electronically at VizierR.

5. Physical and statistical properties of identified X-ray sources

The Catalogue consists of 4253 X-ray selected AGN, including 3369 confirmed AGN and 884 AGN candidates. In order to check these objects as AGN and to find new ones, we have built diagrams of the dependences between various data for these sources, as well as normal galaxies and stars have been used for comparisons.

As mentioned, preliminarily, X-ray sources in the optical range can be divided into two different types based on the extension (point sources and extended sources). In turn, each of these groups can be divided again into two parts, QSOs or stars, and AGN or galaxies, respectively. At the beginning, we have built all graphs and histograms by dividing the sources into three groups: 1) stars, 2) (normal) galaxies and 3) QSOs + extended AGN. This separation is done in order to distinguish QSOs and AGN from other classes of objects. We investigate if the sources selected as AGN candidates, are real AGN.

The cross-correlation with SDSS allowed us obtain homogeneous optical magnitudes and colors for the optical counterparts. In Fig. 2 we plot SDSS u-g colors against r-i ones. This diagram allows distinguish AGN from galaxies and stars; especially stars are very well separated. In addition, AGN may be divided into two groups, one having bluer colours and point-like images (type 1 AGN, namely blazars and QSOs) and the other one, having redder colours and extended images (type 2 AGN). The latter one is due to SDSS measurements of the galaxies by Petrosian radii (not only the central parts), which means that we take into account also the redder stellar populations. Galaxies continue their distribution to larger u-g values and seem to have the same nature. Most probably they might also be hidden AGN, as they lie in the same area as extended AGN.

Figure 3 gives the distribution of objects by 2MASS H-K vs. WISE W2-W1. While AGN span a very large range of the 2MASS H-K from -0.2 to 1.4 and the WISE W2-W1 from -1.4 to 0.2, stars typically are located in 2MASS H-K from -0.2 to 0.4 and the WISE W2-W1 from -0.2 to 0.2. However, there is a group of stars that occupies the same large region as AGN. These may be cataclysmic variables (CV), as well as AGN candidates.

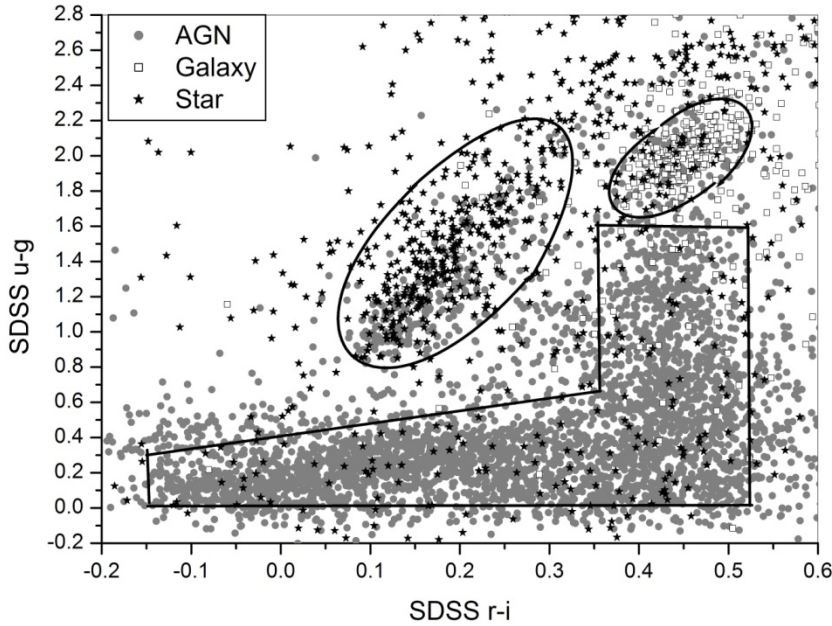


Figure 2. SDSS u-g vs. r-i color-color diagram for ROSAT AGN, galaxies and stars.

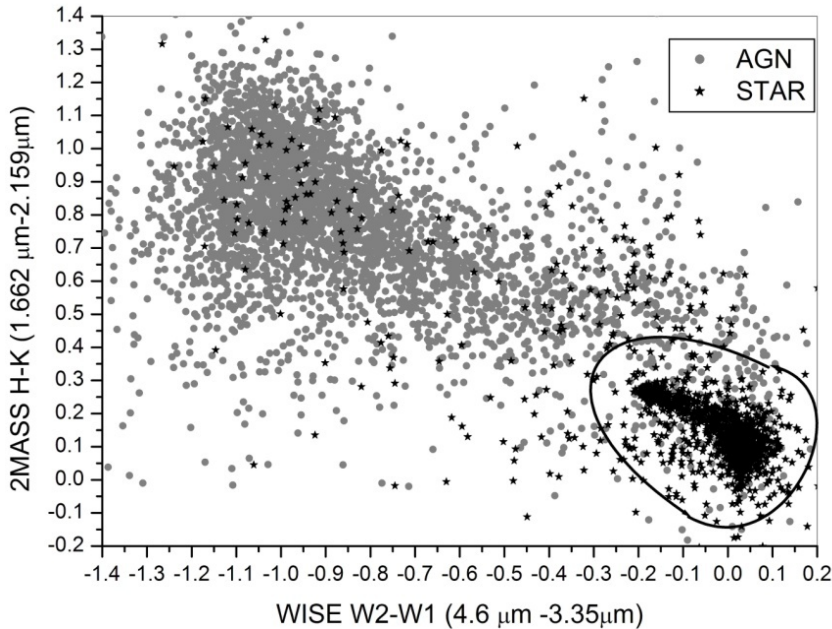


Figure 3. 2MASS H-K vs. WISE W2-W1 colour-colour diagram for ROSAT AGN and stars.

The distribution of the 2MASS H-K vs. H magnitudes of the counterparts is displayed in Fig. 4. The distribution of brightness of AGN class comprising Sy galaxies, QSOs and BL Lacs spans the range $H \sim 13.5^m - 16.5^m$ and peaks around $H \sim 15^m$. The stellar sources, have a broader distribution from $H \sim 4.5^m$ to $H \sim 16.5^m$ with a gradual increase and a maximum appearing around $H \sim 9^m$. The fainter "stars" may also appear to be AGN.

In Fig. 5 we plot WISE W2-W1 colors against W4-W3 colors. This diagram allows distinguish AGN from stars (left), and AGN from galaxies (right). Stars typically are located in WISE W2-W1 from -0.2 to 0.1 and in a large region the WISE W4-W3 from -4 to 0.5. However, there is a group of stars that occupies the same large region as AGN. These are AGN candidates. Galaxies continue the distribution of AGN to larger W2-W1 values and seem to have the same nature. Except of some, most probably they might also be hidden AGN. Note: the discrete areas in the distribution of stars appear due to discrete values in WISE magnitudes.

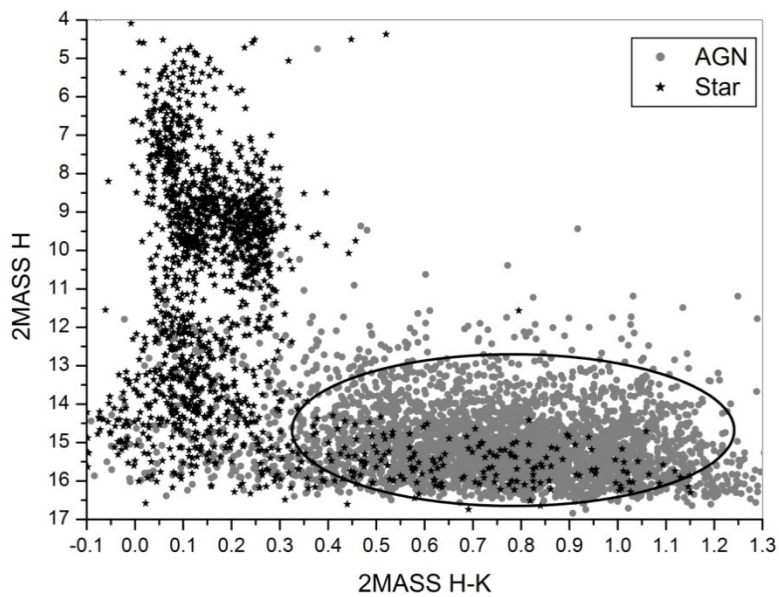


Figure 4. 2MASS colour-magnitude diagram for ROSAT AGN and stars.

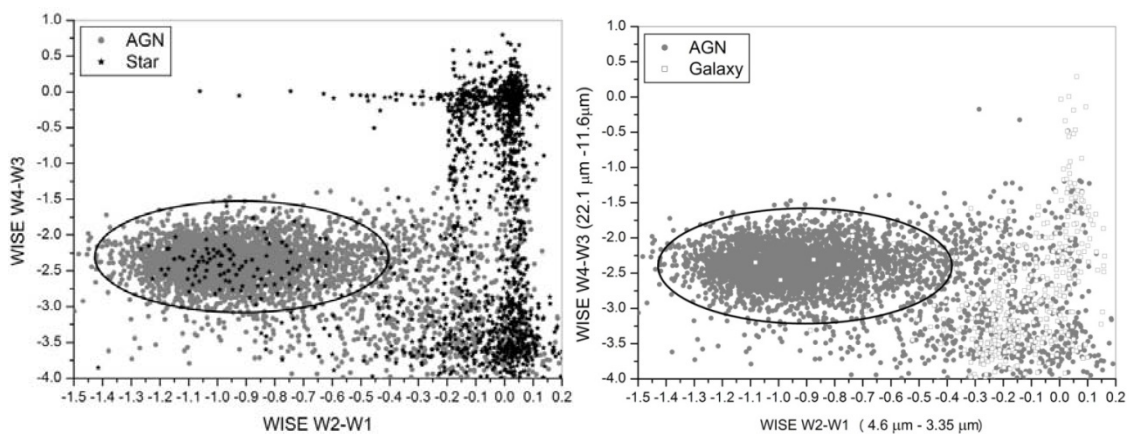


Figure 5. WISE colour-colour diagram for AGN and stars (up) and AGN and galaxies (down).

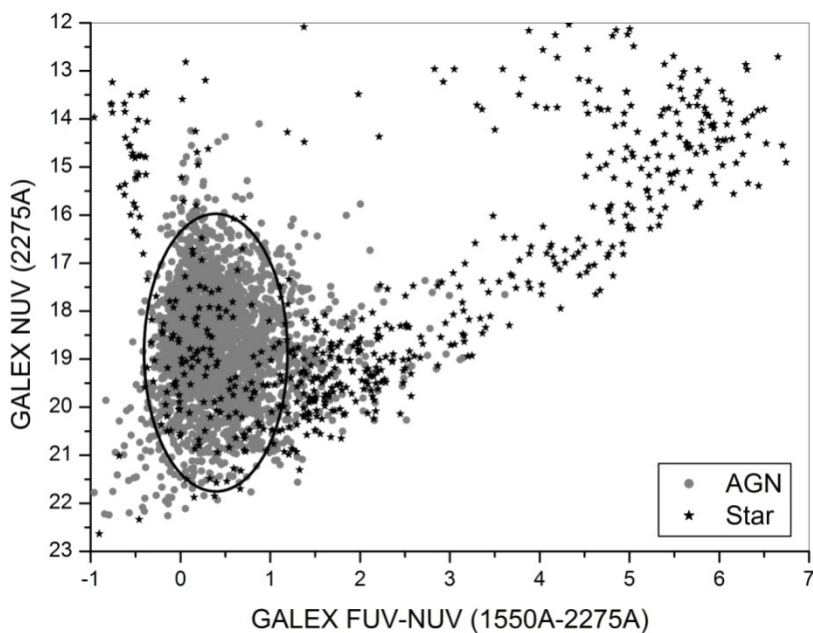


Figure 6. GALEX colour-magnitude diagram for AGN and stars.

In Fig. 6 we plot GALEX FUV-NUV colour vs. NUV magnitude diagram, which allows distinguish AGN and stars. AGN typically are located in FUV-NUV colours area from -0.5 to 1.3 and NUV magnitudes from 22^m to 16^m. However, there is a group of stars that occupies the same region as AGN. These also might be AGN candidates.

We now try to investigate the behaviour of X-ray selected AGN and stars in respect to the X/opt flux ratios. In Fig. 7, we plot the dependence of X-ray to SDSS r flux ratios vs. X-ray fluxes for AGN and stars. The flux ratios are significantly higher for AGN, spanning the range typically between -1.5 and 0.5 (in logarithmic scale), having all possible X-ray fluxes from ROSAT. However, again there are stars in the same area, which are CVs and WDs. Some "AGN" may appear to be stars, as they are far away from the typical AGN area.

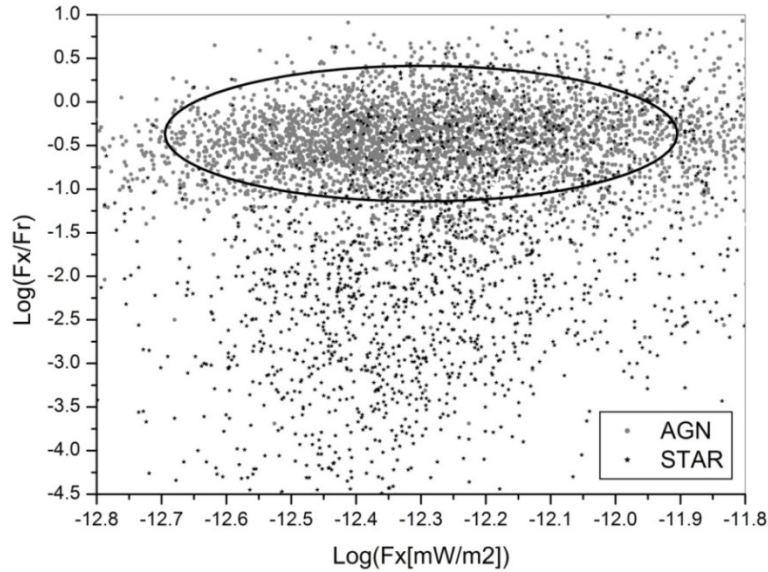


Figure 7. X-ray to SDSS r flux ratio vs. X-ray flux diagram for AGN and stars.

In Fig. 8 we plot WISE W2-W1 colour vs. SDSS u-g color. This diagram allows distinguish AGN from stars (left), and AGN from galaxies (right). Stars typically are located in WISE W2-W1 from -0.2 to 0.1 and in a large region by the SDSS u-g from -0.2 to 3. However, there is a group of stars that occupies the same region as AGN. These might also be AGN candidates. Galaxies continue the AGN distribution to larger W2-W1 and larger u-g values and seem to have the same nature as genuine AGN. Again, most probably they might also be hidden AGN.

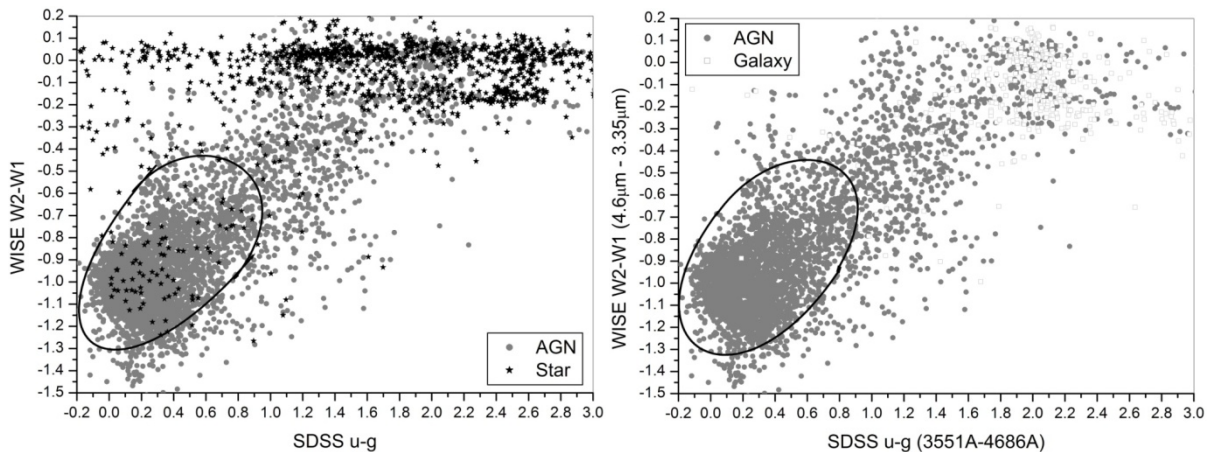


Figure 8. WISE and SDSS colour-colour diagram for AGN -stars (*left*) and AGN-galaxies (*right*).

Based on these diagrams, one of the most important conclusion might be the existence of many more hidden AGN among "normal" galaxies, not showing any features of activity in optical spectra. However, accurate calculations and statistics may prove if all X-ray detected galaxies contain hidden AGN. Another question is if X-ray luminosities and X/opt flux ratios may allow classify galaxies according to their X-ray properties, e.g. introduce a class of X-ray AGN independent of their optical spectral classification.

In Fig. 9 the hardness ratio HR1 is plotted vs. HR2 for different classes of objects. There is a slight difference in the distribution of HR1 showing a separation between AGN, galaxies and stars. However, the distribution of HR2 does not show any definite feature to distinguish various types of objects. To remind, hardness ratios are defined as:

$$HR1 = \frac{|B| - |A|}{|B| + |A|} \text{ and } HR2 = \frac{|D| - |C|}{|D| + |C|} \quad (14)$$

where |A| to |D| are the count rates in the corresponding energy bands: A = 0.11–0.41 keV, B = 0.52–2.01 keV, C = 0.52–0.90 keV, and D = 0.91–2.01 keV.

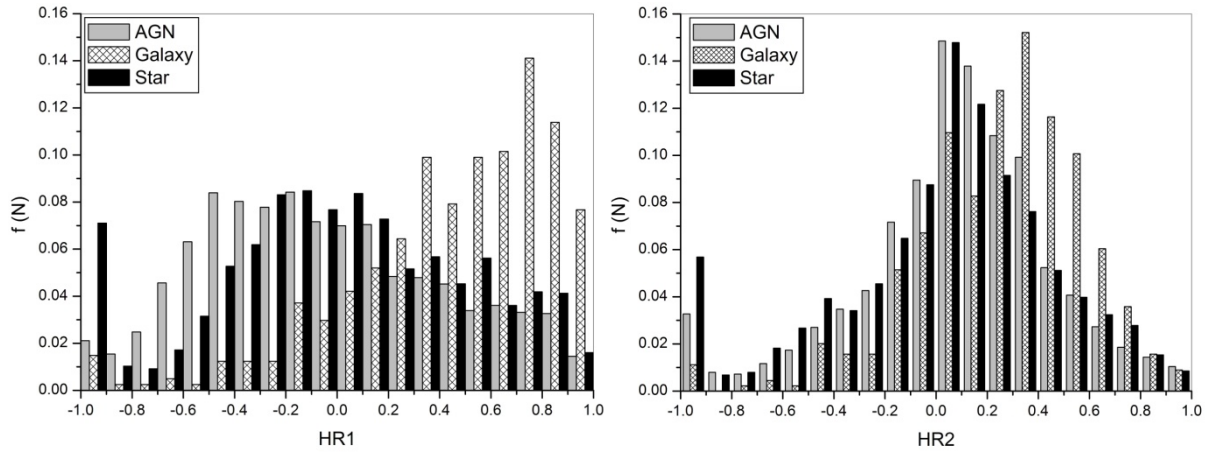


Figure 9. The distribution of HR1 (*left*) and HR2 (*right*) for various types of object

For AGN the distribution of HR1 is broad with a maximum around HR1 = -0.16, whereas the distribution of HR2 is narrower and peaks at HR2 = +0.13. Galaxies show significantly harder spectra with HR1 having a maximum at HR1 = +0.71. Likewise HR2 is harder than for AGN, although less conspicuous, with a peak at HR2 = +0.31. Bright stars have hardness ratios around HR1 = +0.02 and HR2 = +0.12 (Table 6).

Table 6. HR1 and HR2 values for various object classes

Class	HR1	HR2
AGN	-0.16	+0.13
Galaxies	+0.71	+0.31
Stars	+0.02	+0.12

Table 7. Ranges and median values for flux ratio distributions $\log f_x / f_r$ for various object classes. SDSS r magnitudes have been used to calculate optical fluxes

Class	Minimum	Median	Maximum
AGN	-3.69	-0.42	1.63
Galaxies	-3.97	-0.72	1.93
Stars	-6.70	-1.76	1.39

To further investigate X/opt flux ratios and to try to distinguish AGN from normal galaxies and stars by this criterion, we give in Table 7 the ranges and median values.

A basic property of AGN is their radio emission, which is believed to be related to the presence of more or less prominent radio jets emerging from the central engine. Based on the ratio of radio to optical flux they are separated in radio-loud (blazars, radio galaxies, many

quasars) and radio-quiet (most of other quasars, most of Seyfert galaxies, etc.) AGN. The studies of radio-loud X-ray selected AGN have been carried out e. g. by [35]-[37].

In their review on radio-loud AGN [38] quote a fraction of 15–20% of radio-loud AGN. This fraction increases with optical and X-ray luminosity [39–41] to up to 50%. Due to the lack of redshifts for most AGN from our sample we cannot investigate the dependence of the radio-loud to radio-quiet fractions on luminosity. We can, however, obtain at least a general picture of how they are represented in our Catalogue. In order to obtain radio fluxes for our AGN sample, we searched in several steps the NRAO-VLA 1.4 GHz (NVSS) and the FIRST Survey 1.4 GHz catalogues for radio sources positionally matching the optical counterparts identified as AGN, as given in Table 1, 930 and 1021 radio sources have been found, respectively, allowing carrying out some reliable statistics. We give in Table 8 we give minimum and maximum and median values for X/radio flux ratios for our sample objects.

Table 8. Flux ratios $\log f_x / f_{rad}$ for various object classes. Minimum, maximum and median values are given

Class	Minimum	Median	Maximum
AGN	2.11	5.45	7.40
Galaxies	3.21	5.35	6.89
Stars	3.27	5.28	6.90

Table 9. Flux ratio distribution $\log f_x / f_j$ for various object classes. Minimum, maximum and median values are given

Class	Minimum	Median	Maximum
AGN	-4.23	-0.42	1.45
Galaxies	-3.36	-0.57	1.14
Stars	-6.44	-2.93	1.02

From the construction of graphs we show that the stars are clearly distinguished from galaxies in NIR, it can be seen from the graph of distribution of the 2MASS H-K colours vs. H magnitudes. We also have constructed such diagrams for other 2MASS magnitudes and colours. E. g., the distribution of AGN spans the range $J \sim 14 \div 17.5$ and for the stars, the distribution starts from $J < 15$. With this distributions, we can distinguish stars from galaxies, but bright galaxies are mixed with AGNs. In Table 9, X/NIR flux ratio distribution is given for various object classes of our sample.

More recent studies have shown that galaxies are different from AGN based on X-ray to IR and optical flux ratios. Thus, if we can identify all the X-ray sources in the optical and IR ranges, and then construct these relationships, it should be possible to clearly identify sources that are X-ray AGN.

6. Summary

We have built a large homogeneous complete sample of X-ray selected AGN based on optical identifications of ROSAT sources from HRC and BHRC catalogues and we have created the ROSAT HRC/BHRC AGN Catalogue. The following results have been achieved:

- 1 We have found out that there are 1024 incorrectly classified sources in HRC, and 59 in BHRC. The corresponding corrections were done and these sources were reclassified as AGN, thus increasing the total number of X-ray selected AGN.
- 2 A general Catalogue of 4253 X-ray selected AGN ($CR \geq 0.04$) was created. The Catalogue contains 3369 genuine AGN and 884 AGN candidates. The Catalogue covers the entire northern sky at high galactic latitudes $\delta \geq 0^\circ$, $|b| \geq 20^\circ$. Table 12 gives the distribution of types of AGN in HRC/BHRC AGN Catalogue in comparison with former numbers in HRC and BHRC.
- 3 For all HRC/BHRC AGN, as well as ROSAT selected galaxies and stars, cross-correlations with MW catalogues have been carried out in γ -, X-ray, UV, optical, IR, radio and various data have been collected from catalogues of AGN, etc.
- 4 According to optical spectroscopy (mainly data from VCV-13 and BZCAT), 3369 of the sources included in the Catalogue are confirmed AGN, and the rest 884 are AGN

candidates seen as AGN from HQS low-dispersion spectra. With the help of various diagrams we show that they are mostly also AGN.

We are going to carry out detailed studies (including spectral ones) of the 884 candidate AGN in order to confirm their nature. This also will help us to use these approaches to reveal new AGN candidates.

Table 10. The distribution of types of AGN in HRC, BHRC and HRC/BHRC AGN Catalogues

Type	HRC	BHRC	HRC/BHRC	Fraction(%)
Blazar	0	16	267	6.28
QSO	874	994	1269	29.84
AGN	560	393	1833	43.10
AGN candidate	214	141	884	20.78
Total	1648	1544	4253	100.00

The HRC/BHRC AGN Catalogue may be useful for various studies of X-ray selected AGN and investigation and statistics of X-ray properties of galaxies.

References

1. *Voges, W.; Aschenbach, B.; Boller, Th.; et al.* 1999, A&A 349, 389.
2. *Voges, W.; Aschenbach, B.; Boller, Th.; et al.* 2000, IAU Circ. 7432R.
3. *Schwope, A.; Hasinger, G.; Lehmann, I.; et al.* 2000, AN 321, 1.
4. *Hagen, H.-J.; Grootte, D.; Engels, D.; Reimers, D.* 1995, A&AS 111, 195.
5. *Zickgraf, F.-J.; Engels, D.; Hagen, H.-J.; Reimers, D.; Voges, W.* 2003, A&A 406, 535.
6. *Mickaelian, A.M.; Hovhannisyann, L.R.; Engels, D.* 2006, A&A 449, 425.
7. *Veron-Cetty, M. P.; Veron, P.* 2010, A&A 518, A10.
8. *Massaro, E.; Giommi, P.; Leto, C.* 2012, A&A 495, 691 (2009), online version 2012.
9. *Ahn, C.P.; Alexandroff, R.; Allende Prieto, C.; et al.* 2014, ApJS 211, 17.
10. *Nolan, P.L.; Abdo, A.A.; Ackermann, M.; et al.* 2012, ApJS 199, 31.
11. *Bird, A.J.; Bazzano, A.; Bassani, L.; et al.* 2010, ApJS 186, 1.
12. *Bianchi, L.; Herald, J.; Efremova, B.* 2011, ApSS 335, 161.
13. *McMahon, R.G.; Irwin, M.J.; Maddox, S.J.* 2000, Institute of Astronomy, Cambridge, CB3 0HA, UK.
14. *Monet, D.G.; Levine, S.E.; Canzian, B.; et al.* 2003, AJ 125, 984.
15. *Lasker, B.M.; Lattanzi, M.G.; McLean, B.J.; et al.* 2008, AJ 136, 735.
16. *Cutri, R.M.; Skrutskie, M.F.; et al.* 2003, IPAC/California Institute of Technology.
17. *Skrutskie, M.F.; Cutri, R.M.; Stiening, R.; et al.* 2006, AJ 131, 1163.
18. *Cutri, R.M., et al.* 2012, IPAC/Caltech.
19. *Beichman, C.A.; Neugebauer, G.; Habing, H.J.* 1988, Infrared astronomical satellite (IRAS) catalogs and atlases. Volume 1: Explanatory supplement.
20. *Moshir, M.; et al.* 1992, IRAS Faint Source Survey, Version 2, JPL D-10015 8/92,(IPAC).
21. *Condon, J.J.; Cotton, W.D.; Greisen, E.W.* 1998, AJ 115, 1693.
22. *Becker, R.H.; Helfand, D.J.; White, R.L.; et al.* 1997, ApJ 475, 479.
23. *Paronyan, G.M.; Harutyunyan, G.S.; Mickaelian, A.M.* 2014, in preparation.
24. *Natali, F.; Giallongo, E.; Cristiani, S.; La Franca, F.* 1998, AJ 115, 397.
25. *Wisotzki, L.* 2000, A&A 353, 861.
26. *Perlmutter, S.; Aldering, G.; Goldhaber, G.; et al.* 1999, ApJ 517, 565.
27. *Riess, A.G.; Strolger, L.-G.; Tonry, J.; et al.* 2004, ApJ 607, 665.
28. *Oke, J.B.* 1974, ApJS 27, 21.
29. *Cohen, M.; Wheaton, W.A.; Megeath, S.T.* 2003, AJ 126, 1090.
30. *Fukugita, M.; Ichikawa, T.; Gunn, J.E.; et al.* 1996, AJ 111, 1748.
31. *Cox, A.N.* 2001, Allen's Astrophysical Quantities, Fourth edition, Springer-Verlag.
32. *Wright, E.L.; Eisenhardt, P.R.M.; Mainzer, A.K.; et al.* 2010, AJ 140, 1868.
33. *Schmitt, J.H.M.M.; Fleming, T.A.; Giampapa, M.S.* 1995, ApJ 450, 392.

34. *Morrissey, P.; Conrow, T.; Barlow, T.A.; et al.* 2007, ApJS 173, 682.
35. *Laurent-Muehleisen, S.A.; Kollgaard, R.I.; Ciardullo, R.; et al.* 1998, ApJS 118, 127.
36. *Perlman, E.S.; Padovani, P.; Giommi, P.; et al.* 1998, ApJ 115, 1253.
37. *Landt, H.; Padovani, P.; Perlman, E.S.; et al.* 2001, MNRAS 323, 757.
38. *Urry, C.M.; Padovani, P.* 1995, PASP 107, 803.
39. *Padovani, P.* 1993, MNRAS 263, 461.
40. *La Franca, F.; Gregorini, L.; Cristiani, S.; de Ruiter, H.; Owen, F.* 1994, AJ 108, 1548.
41. *Della Ceca, R.; et al.* 1992, ApJ 389, 491.

СВОЙСТВА ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ В МЕТРИКЕ КЕРРА И ИХ СОПОСТАВЛЕНИЕ С ФИЗИЧЕСКИМИ ПРОЦЕССАМИ ВБЛИЗИ ЧЕРНЫХ ДЫР

Расулова А.М.

*Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена
Санкт-Петербург, Россия*

На основе уравнений геодезических были получены выражения для времени пробных частиц (s $t = 0$ и $t \neq 0$) вне зависимости от плоскости падения. Впервые приводятся численные расчеты зависимостей $t(r)$, $t_{\text{ph}}(r)$ и $\tau(r)$ в разных плоскостях падения в метрике Керра и указано на отличия времен падения в зависимости от плоскости. Из анализа выражений следует, что при определенных параметрах пробных частиц (энергии и угловом моменте или прицельных параметрах) они могут упасть только в строго определенных широтах.

Результаты, представленные в статье, можно использовать для исследования физических процессов, происходящих в окрестностях квазаров и компактных объектов звездных масс (кандидатов в черные дыры). Также данные результаты могут быть полезными при исследовании космических лучей и фотонов, приходящих от ядер галактик.

1. Введение

В настоящее время обнаружены уже несколько сотен космических источников, в которых предполагается наличие черных дыр. Однако изучение кандидатов в черные дыры сопряжено с некоторыми сложностями, основной из которых является невозможность прямого наблюдения, т.к. сама черная дыра излучать не может. Узнать о ее существовании можно либо по свойствам аккрецирующего вещества [1], либо по движению звезд в ее окрестности. В первом случае возможно изучение только сверхмассивных черных дыр. Сейчас общепринятой считается гипотеза, что такие объекты находятся в активных ядрах галактик.

В результате аккреции вещества на черную дыру выделяется огромное количество энергии. Возможно также существование сразу двух черных дыр в ядре галактики.

Предполагается, что наблюдаемое синхротронное излучение от активных ядер галактик возникает благодаря аккреции вещества на черную дыру. В зависимости от того, как падает вещество, аккреция бывает [2]:

- дисковой (падающее вещество образует диск);
- конической (падение вещества происходит внутри конуса, образованного ударной волны);
- сферически-симметричной (падающее вещество сравнительно равномерно заполняет окрестности черной дыры).

Наблюдения показывают, что в активных ядрах галактик существуют плотный аккреционный диск и корона, что говорит о преобладании дисковой и сферически-симметричной аккреции.

Одним из теоретических способов изучения области и распределения облаков газа вблизи черных дыр является анализ траекторий пробных частиц [3–4].

В данной работе рассмотрено решение Керра (наиболее полное описание см. в [5]), как наиболее соответствующее физической реальности из сферически-симметричных решений уравнений Эйнштейна в вакууме.

Во всей статье использована геометрическая система единиц $G = c = 1$. Таким образом, расстояние и время будет измеряться в единицах GM/c^2 и GM/c^3 соответственно.

2. Время падения пробных частиц в метрике Керра

Метрика Керра в координатах Бойера-Линдквиста имеет вид [6]:

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2Mr}{\Sigma}\right) dt^2 - \frac{4aMr \sin^2 \theta}{\Sigma} dt d\varphi + \Sigma d\theta^2 + \frac{\Sigma}{\Delta} dr^2 + \left(r^2 + a^2 + \frac{2Mra^2 \sin^2 \theta}{\Sigma}\right) \sin^2 \theta d\varphi^2, \quad (1)$$

где $\Sigma \equiv r^2 + a^2 \cos^2 \theta$,

$\Delta \equiv r^2 - 2Mr + a^2$ — функция горизонта,

M — масса черной дыры, $J \equiv aM$ — угловой момент.

Поверхности, определяемые условием $\Delta = 0$, и равные:

$$r = r_h = M + \sqrt{M^2 - a^2}, \quad (2)$$

$$r = r_c = M - \sqrt{M^2 - a^2} \quad (3)$$

называются внешним горизонтом событий и горизонтом Коши (внутренний горизонт событий) соответственно.

Также в метрике Керра выделяют так называемый "предел статичности" ($g_{tt} = 0$):

$$r = r_{st} = M + \sqrt{M^2 - a^2 \cos^2 \theta}. \quad (4)$$

Область пространства-времени между горизонтом событий и пределом статичности называется эргосферой и характеризуется тем, что любое свободно падающее тело в ней закручивается по направлению вращения черной дыры.

При $a = 0$ метрика (1) переходит в метрику Шварцшильда [7].

Для исследования зависимости времени движения пробных частиц от полярного угла θ напишем уравнения геодезических в общем виде [5–6]:

$$\rho^4 \left(\frac{dr}{d\tau} \right)^2 = R, \quad (5)$$

$$\rho^2 \left(\frac{d\theta}{d\tau} \right)^2 = \Theta, \quad (6)$$

$$\rho^2 \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{1}{\Delta} \left[2aMEr + (\rho^2 - 2Mr)L \cos ec^2 \theta \right], \quad (7)$$

$$\rho^2 \frac{dt}{d\tau} = T, \quad (8)$$

где

$$R_{\delta_1} = E^2 r^4 + (a^2 E^2 - L^2 - Q)r^2 + 2Mr \left[Q + (L - aE)^2 \right] - a^2 Q - \delta_1 r^2 \Delta,$$

$$\Theta = Q + (a^2 E^2 - L^2 \cos ec^2 \theta) \cos^2 \theta - \delta_1 a^2 \cos^2 \theta,$$

$$T = \frac{1}{\Delta} (\Sigma^2 E - 2aMrL),$$

$\delta_1 = 1$ — для времениподобных геодезических и $\delta_1 = 0$ — для изотропных геодезических, E и L — удельная энергия и проекция удельного углового момента массивной частицы на ось вращения черной дыры z , Q — константа Картера, τ — аффинный параметр, который в случае рассмотрения массивной частицы играет роль собственного времени. При рассмотрении фотонов вместо энергии, углового момента и константы Картера вводятся прицельные параметры $b = \frac{L}{E}$ и $q = \frac{Q}{E^2}$.

Пусть массивные частицы и фотоны летят из начальной точки r_0 до конечной точки в окрестностях черной дыры $r_i > r_g$.

Из уравнений (5)–(8) найдем собственное время движения массивной частицы:

$$\Delta \tau = \int_{r_0}^{r_i} \frac{\rho^2}{\sqrt{R_{\delta_1=1}}} dr, \quad (9)$$

координатное время массивной частицы:

$$\Delta t_m = \int_{r_0}^{r_i} \frac{T}{\sqrt{R_{\delta_1=1}}} dr, \quad (10)$$

время движения фотона:

$$\Delta t_{ph} = \int_{r_0}^{r_i} \frac{T}{\sqrt{R_{\delta_1=0}}} dr. \quad (11)$$

Появление квадратного корня является довольно обычным при рассмотрении орбитальных движений. Анализ выражения, стоящего под квадратным корнем, является очень важным. Интегрирование прекращается в том случае, если выражение, стоящее под квадратным корнем, становится отрицательным. Если угловой момент и (или) константа Картера достаточно большие, то квадратный корень становится мнимым при значении радиуса большем, чем горизонт, такие орбиты всегда обрываются в сингулярности, аналогично ньютоновскому случаю [8].

Интегралы, входящие в (9)–(11) имеют сложное решение, включающее эллиптические интегралы. Численное решение выражений (9)–(11) при следующих начальных параметрах черной дыры:

$$M = 1, \quad a = 0.98, \quad r_0 = 5r_g$$

и массивной частицы:

$$L = 1.2, \quad E = 0.97, \quad Q = 0.01$$

приведены на рисунках 1–3.

Из рисунка 1 видно, что с уменьшением θ собственное время падения увеличивается. Причем различие между собственными временами падения массивной частицы проявляется только при малых углах. При больших углах различие в собственных временах становится существенным вблизи горизонта, в противном случае кривые практически накладываются друг на друга. Т.о. космонавт, падающий вблизи экватора по собственным часам, пресечет горизонт раньше, чем космонавт, падающий в окрестностях полюса.

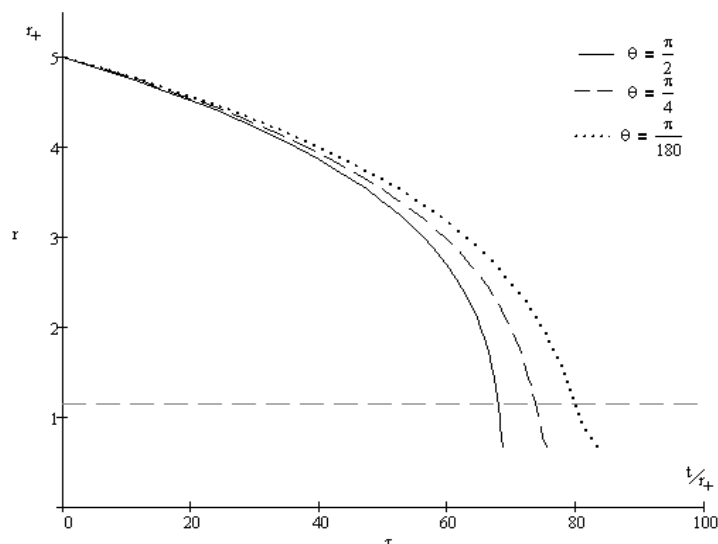


Рис. 1. Зависимость собственного времени падения массивной частицы от расстояния при различных полярных углах: $\theta = \frac{\pi}{2}$ — сплошная линия, $\theta = \frac{\pi}{4}$ — пунктирная линия, $\theta = \frac{\pi}{180}$ — точечная линия. Горизонтальная пунктирная линия — горизонт событий. По оси ординат отложено расстояние в гравитационных радиусах r_+ , по оси абсцисс — время в единицах $\frac{t}{r_+}$.

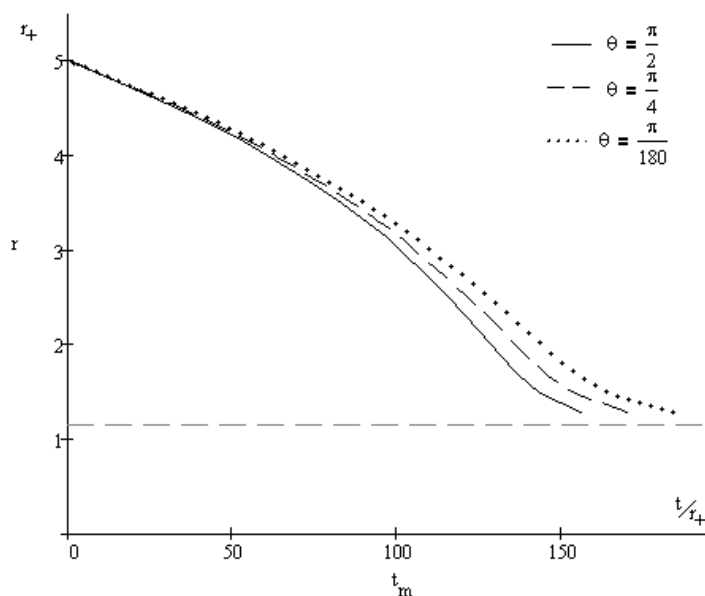


Рис. 2. Зависимость координатного времени падения массивной частицы от расстояния при различных углах: $\theta = \frac{\pi}{2}$ — сплошная линия, $\theta = \frac{\pi}{4}$ — пунктирная линия, $\theta = \frac{\pi}{180}$ — точечная линия. Горизонтальная пунктирная линия — горизонт событий. По оси ординат отложено расстояние в гравитационных радиусах r_+ , по оси абсцисс — время в единицах $\frac{t}{r_+}$.

Из анализа формулы (10) следует, что координатное время будет также различаться в зависимости от плоскости, в которой падает массивная частица. Это изображено на рисунке 2, из которого видно, что при приближении к полюсу координатное

время падения частицы увеличивается по сравнению с экваториальной плоскостью. Графики построены при тех же параметрах, что и графики для собственного времени.

В случае падения фотона время также увеличивается по мере приближения к полюсу. Это наглядно показано на рисунке 3, построенном при следующих значениях фотона (параметры черной дыры аналогичны предыдущим случаям): $b = 1.375$, $q = 0.094$.

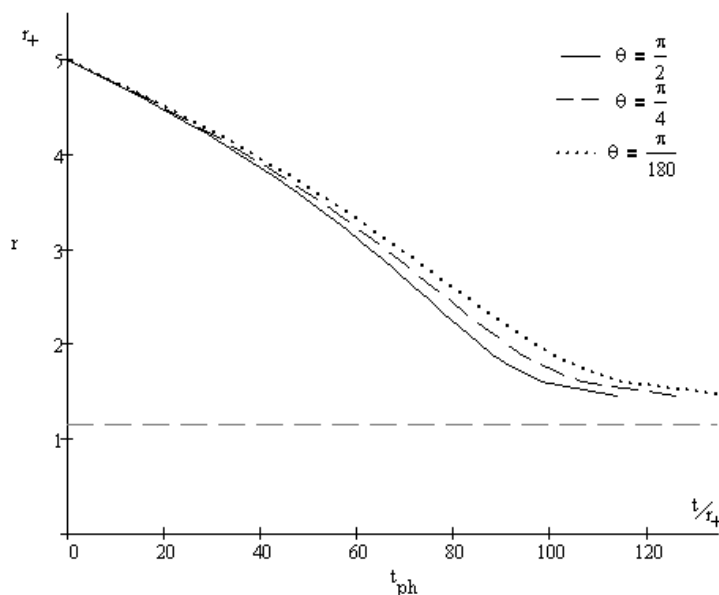


Рис. 3. Зависимость времени падения фотона от расстояния при различных углах: $\theta = \frac{\pi}{2}$ — сплошная линия, $\theta = \frac{\pi}{4}$ — пунктирная линия, $\theta = \frac{\pi}{180}$ — точечная линия. Горизонтальная пунктирная линия — горизонт событий. По оси ординат отложено расстояние в гравитационных радиусах r_+ , по оси абсцисс — время в единицах $\frac{t}{r_+}$.

Из рисунков 1–3 видно, что существует зависимость времени падения от полярного угла. Т.е. массивная частица с определенными энергией и угловым моментом (или фотон с определенными прицельными параметрами) может упасть только в строго определенных широтах.

3. Зависимость полярного угла от параметров пробных частиц

Для определения зависимости угла падения от параметров пробных частиц воспользуемся методом эффективных потенциалов (для заряженных черных дыр данный метод более подробно описан в [9]).

Определим область изменения полярного угла и характер траектории с помощью широтного потенциала.

$$H(\theta) = Q + (a^2 E^2 - L^2 \operatorname{cosec}^2 \theta) \cos^2 \theta - \delta_1 a^2 \cos^2 \theta. \quad (12)$$

Как видно из (12), при стремлении θ к 0 (или π) широтный потенциал стремится к бесконечности, т.е. такие пробные частицы никогда не достигнут оси вращения. Но это не значит, что геодезических с θ равным 0 (или π) не существует. Для них уравнения (5)–(8) имеют другой вид (что выходит из рассмотрения в рамках данной статьи). При стремлении θ к экваториальной плоскости $H(\theta) \rightarrow Q$, из этого следует, что значения полярного угла при движении не будут изменяться.

Графики зависимости широтного потенциала от полярного угла приведены на рисунках 4, 5 при следующих параметрах черной дыры:

$$M = 1, \quad a = 0.98$$

и массивной частицы:

$$L = 0.5, \quad Q = 2, \quad E = 2.5, 1.5, 0.01$$

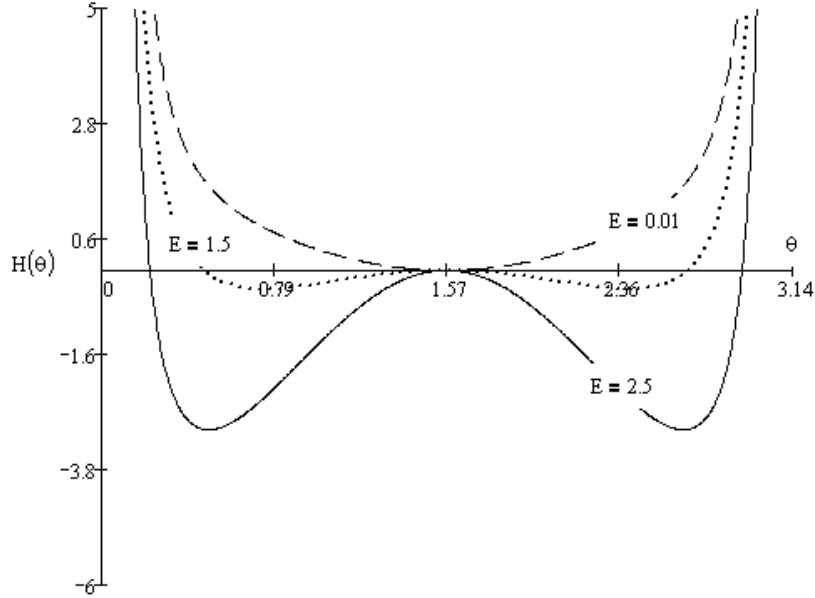


Рис. 4. Зависимость широтного потенциала от полярного угла при различных энергиях массивной частицы

Из рисунка 4 видно, что при определенных условиях, массивная частица (или фотон) находится только в одном из полушарий. Причем траектории таких частиц никогда не пересекают экваториальную плоскость.

Найдем минимальное и максимальное значения полярного угла из условия вещественности $d\theta/d\tau$, т.е. неотрицательности широтного потенциала $H(\theta)$:

$$Q + (a^2 E^2 - L^2 \operatorname{cosec}^2 \theta) \cos^2 \theta - \delta_1 a^2 \cos^2 \theta \geq 0. \quad (13)$$

Из неравенства (13) следуют несколько возможностей решения, в зависимости от энергии, углового момента и константы Картера массивной частицы (или прицельных параметров фотона). Для орбит массивной частицы с $E^2 > 1$:

$$\theta_2 \leq \theta \leq \theta_1 \text{ или } \pi - \theta_1 \leq \theta \leq \pi - \theta_2,$$

для $E^2 < 1$:

$$\theta_1 \leq \theta \leq \pi - \theta_2 \text{ или } \theta_2 \leq \theta \leq \pi - \theta_1,$$

где

$$\theta_1 = \arccos \left(\frac{a^2 E^2 - Q - L^2 - \delta_1 a^2 + \sqrt{D}}{2a^2 (E^2 - \delta_1)} \right),$$

$$\theta_2 = \arccos \left(\frac{a^2 E^2 - Q - L^2 - \delta_1 a^2 - \sqrt{D}}{2a^2 (E^2 - \delta_1)} \right),$$

$$D = (Q - a^2 E^2 + L^2 + \delta_1 a^2) - 4Qa^2 (E^2 - \delta_1) \geq 0.$$

Из рисунка 4 видно, что с уменьшением энергии при прочих равных условиях частицы будут стремиться попасть в экваториальную плоскость.

Рассмотрим более подробно зависимость широтного потенциала при разных энергиях и угловых моментах. Зависимости широтного потенциала при фиксированных угловом моменте и константе Картера приведены на рисунке 5.

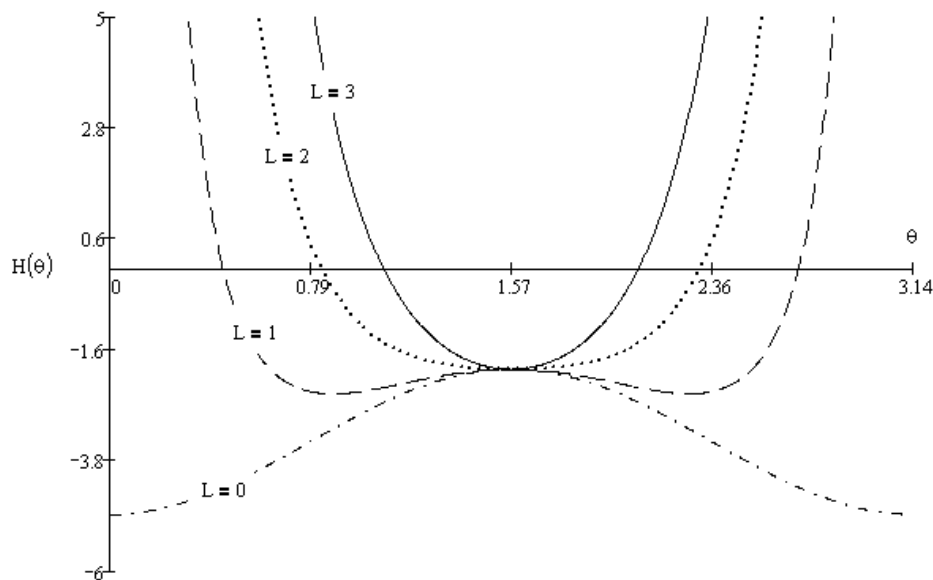


Рис. 5. Зависимость широтного потенциала от полярного угла при различных угловых моментах массивной частицы.

Зависимость широтного потенциала при фиксированных энергии $E = 2$ и константе Картера $Q = 2$ показана на рисунке 5. при следующих угловых моментах: $L = 0, 1, 2, 3$.

Из рисунка 5 видно, что при увеличении углового момента частицы будут стремиться к плоскости экватора. При отсутствии углового момента минимумы широтного потенциала исчезают, остается только максимум при $\theta = \frac{\pi}{2}$. В этом случае при стремлении θ к 0 или π широтный потенциал стремится к конечной величине. Т.о. условие $L = 0$ отвечает за возможность достижения частицей оси вращения.

4. Заключение

В работе была выявлена зависимость координатного времени падения массивных частиц от полярного угла. Координатное время увеличивается при уменьшении полярного угла, т.е. космонавт, падающий в плоскости экватора, будет падать быстрее, чем, если бы он падал вблизи полюса. Однако при приближении к горизонту координатное время частиц, находящихся в разных плоскостях, будет асимптотически стремиться к бесконечности. На основе вышесказанного можно сделать вывод, что падающая на черную дыру сферически-симметричная на бесконечности оболочка будет деформироваться и в некий момент времени примет эллипсоидальную форму с большой осью, направленной параллельно оси вращения. Но с приближением к горизонту оболочка

снова станет сферической. С точки зрения собственного времени будет происходить аналогичная ситуация, за исключением ситуации непосредственно у горизонта. По собственному времени частиц, оболочка пересечет горизонт в деформированном состоянии.

Анализ широтных потенциалов показывает, что при свободном падении в неэкваториальной плоскости все траектории частиц будут подразделяться на два типа: пересекающие экваториальную плоскость и находящиеся полностью в одном из полушарий. При этом, чем больше по абсолютной величине угловой момент частиц (или прицельный параметр b для фотона), тем меньше полоса значений θ вблизи экваториальной плоскости, т.е. частицы будут стремиться попасть в экваториальную плоскость. Наоборот, при стремлении углового момента к нулю все частицы будут стремиться к полюсам черной дыры. Условие $L = 0$ (или $b = 0$) является необходимым условием достижения пробными частицами оси вращения.

Благодарности

Автор выражает особую благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук Андрею Анатольевичу Грибу за ряд ценных замечаний и обсуждение работы.

Литература

1. Шапиро С., Тьюколски С. Ч.1–2 Чёрные дыры, белые карлики и нейтронные звёзды. – М.: Мир, 1985. – ч.1 – 255 с., ч.2 – 400 с.
2. Бисноватый-Коган Г.С. Физические вопросы теории звездной эволюции. – М.: Наука, 1989. – 483 с.
3. Рябушко А.П. Движение тел в общей теории относительности. – Минск: Вышэйшая школа, 1979. – 240 с.
4. Гальцов Д.В. Частицы и поля в окрестности черных дыр. – М.: Изд-во МГУ, 1986. – 288 с.
5. O'Neil B. The geometry of Kerr black holes. – Wellesley (Massachusetts): A K Peters, 1995. – 381 p.
6. Чандрасекар С. Математическая теория чёрных дыр Т.1–2. – М.: Мир, 1986. – Т.1 276 с. Т.2 355 с.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика в 10 томах. Том 2. Теория поля. – М.: Физматлит, 2006. – 536 с.
8. Захаров А.Ф. Об эффективном сечении захвата частиц черной дырой Шварцшильда // Астрон. ж., 1988, т.65, с.877–879
9. V.A. Berezhin, V.I. Dokuchaev. Neutral thin shell immersed into the Reissner-Nordström space-time <http://arxiv.org/pdf/1404.2727.pdf>

PROPERTIES OF GEODESICS IN THE KERR METRIC AND THEIR COMPARISON WITH THE PROCESSES NEAR BLACK HOLES

A.M. Rasulova

*Herzen Russian State Pedagogical University
St. Petersburg, Russia*

The time of movement expressions of test particles (with $m = 0$ and $m \neq 0$) are obtained on the basis of geodesic equations. A relationship between the time of movement massive particles (or photons) and plane of incidence is found. These equations of time of movement were analyzed with different parameters massive particles (energy and angular momentum) and photons (impact parameters). It is concluded that the particles with some parameters fall only in certain latitudes.

The results presented in this paper can be used to study the physical processes in the vicinity of quasars and compact objects of stellar mass (candidates black hole). Also, these results will be useful in the study of cosmic rays and photons coming from the nuclei of galaxies.

ПОИСК ИЗЛУЧЕНИЯ ГАММА-ПУЛЬСАРА J2021+3651 В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ С ПОМОЩЬЮ GTC

**Рыспаева Е.Б.¹, Кириченко А.Ю.^{1,2}, Шибанов Ю.А.^{1,2},
Павлов Г.Г.³, Каргальцев О.Ю.⁴, Дурант М.⁵**

¹*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет*

²*Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН*

³*Department of Astronomy and Astrophysics, Pennsylvania State University,
University Park, PA 16802, USA*

⁴*Department of Physics, The George Washington University, 725 21st St NW, Washington,
DC 20052, USA*

⁵*Department of Medical Biophysics, Sunnybrook Hospital M6 623, 2075 Bayview Ave.,
Toronto M4N 3M5, Canada*

Введение

Пульсар J2021+3651 был впервые обнаружен в 2001 году с помощью радиотелескопа в Аресибо [1]. Позже он был детектирован в рентгеновском и гамма-диапазонах [2,3]. Характеристический возраст пульсара 17000 лет. Объект образует туманность пульсарного ветра, которая видна в рентгене и предположительно имеет вид двойного тора [3]. *Цель* нашей работы – изучение пульсара в оптическом диапазоне для пополнения его многоволнового спектра. Мы проанализировали первые глубокие оптические наблюдения J2021+3651, полученные в сентябре 2011 года на Большом Канарском Телескопе (GTC) с помощью инструмента OSIRIS в широкополосном фильтре Sloan_r' с эффективной длиной волны 641 нм. Также мы провели независимый анализ двух архивных наблюдений в рентгеновском диапазоне, выполненных космическим телескопом «Chandra» в декабре 2006 года, с общей экспозицией 95 килосекунд. Обработка всех наблюдений была выполнена стандартными методами с помощью программных пакетов IRAF и CIAO.

Анализ оптических данных

В ночь с 29 на 30 сентября 2011 года на GTC было получено шестнадцать снимков поля пульсара со взаимными смещениями и экспозициями по 158 с. ПЗС-матрица телескопа с масштабом изображения 0."254/пиксел состоит из двух чипов: CCD1 и CCD2, которые имеют разные чувствительности. Пульсар был экспонирован на CCD2. Мы разделили мозаики на левые и правые чипы и затем сделали стандартную первичную редукцию для каждого чипа отдельно, включающую вычитание остаточного заряда ПЗС матрицы, коррекцию на плоское поле, выравнивание изображений для сложения, и сложение изображений. После астрометрической привязки к звездам каталога USNO-B1 было определено положение пульсара на результирующем изображении с точностью 0."8 (1 σ), с учетом неопределенности его положения в рентгене. Фотометрическая калибровка была проведена с использованием стандарта G158-100, наблюдавшегося в ту же ночь, что и пульсар. Соответствующий нуль пункт для перевода инструментальной звездной величины в реальную составил 29.^m13 \pm 0.^m02. Использовались средние для GTC коэффициенты атмосферной экстинкции.

Результирующее поле зрения GTC показано на верхней панели рис. 1. Положение пульсара отмечено прямоугольником. Видно, что яркость фона существенно меняется по изображению. Для проверки реальности этого изменения было проведено сравнение с данными в инфракрасном диапазоне, полученные с помощью аппарата «WISE» в 2010 году, и в линии H α [4]. Сравнение показывает, что изменение фона коррелирует с излу-

чением в линии Na (нижняя панель рис. 1), которая попадает в полосу пропускания фильтра g' , и тем самым является реальным. С другой стороны, рентгеновская пульсарная туманность лежит в области пониженной яркости протяженного инфракрасного излучения, что видно на рис. 2. Яркие области протяженной эмиссии на рис. 2 связаны с излучением пыли. Отсюда следует, что в области рентгеновской туманности имеется дефицит пыли, как это было отмечено Ван Этеном [5].

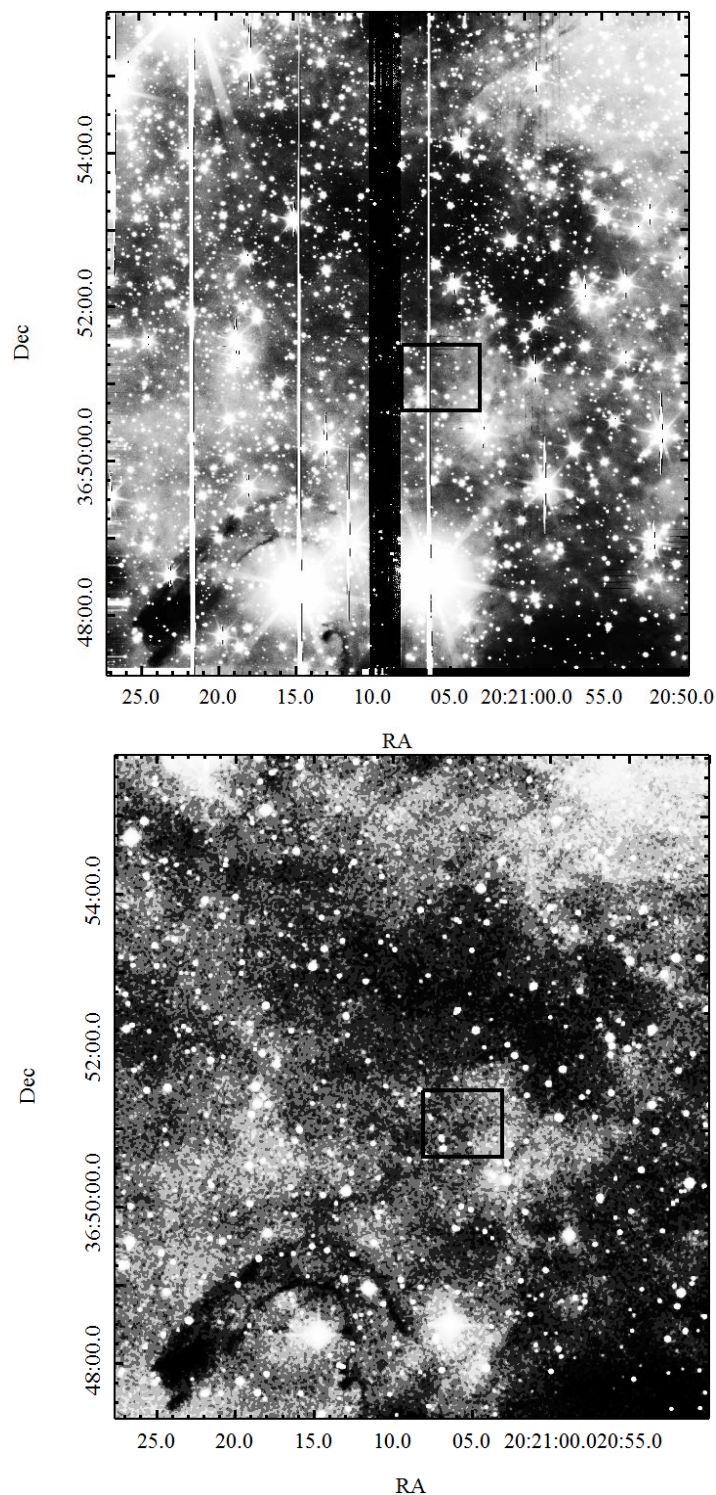


Рис. 1. *Верхняя панель:* изображение полного поля зрения GTC в g фильтре, черная вертикальная полоса обусловлена границей между CCD1 и CCD2; *нижняя панель:* изображение того же поля в линии Na . Прямоугольником выделена область, где расположен пульсар и туманность.

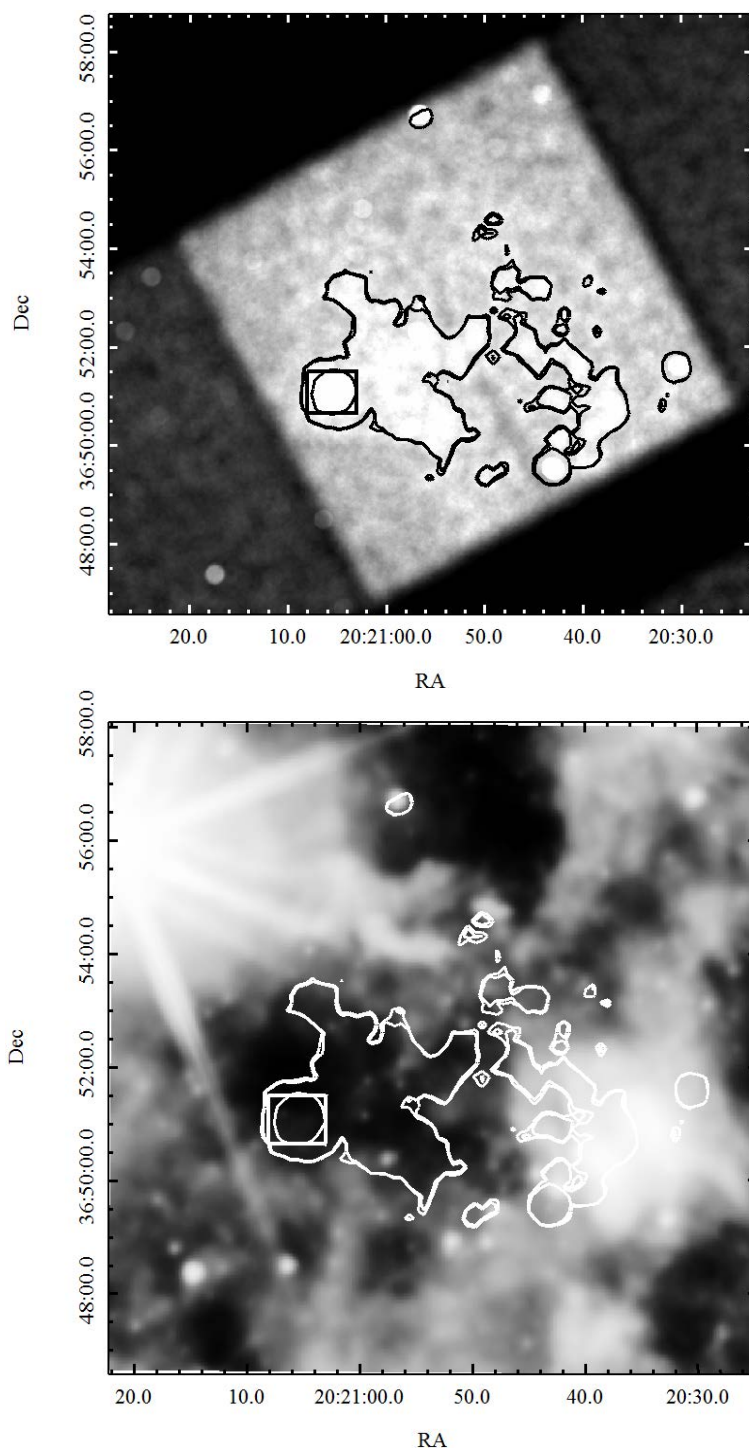


Рис. 2. Верхняя панель: фрагмент рентгеновского изображения, полученного телескопом Chandra; нижняя панель: фрагмент изображения полученного аппаратом «WISE» в диапазоне от 3.6 до 22 микрон, содержащее пульсар. Белыми контурами выделена окружающая объект туманность, название «Стрекоза» имеет ее самая яркая часть. Положение пульсара обозначено тем же прямоугольником, что на рис. 1.

Увеличенные фрагменты GTC и Chandra изображений, выделенные прямоугольником на рис. 1 и 2, показаны на рис. 3. Из них следует, что ни пульсар, ни его туманность в оптике не отождествляются.

Мы установили верхний предел на яркость пульсара стандартным методом по формуле [6]:

$$m_{obs} = m_0 - 2.5 \log \left(\frac{3\sigma\sqrt{A}}{T_{exp}} \right) - kf - m'$$

Здесь m_0 – нуль пункт для перевода инструментальной звездной величины в реальную звездную величину, T_{exp} – время экспозиции, σ – стандартная девиация в апертуре вокруг пульсара, A – площадь апертуры, k – коэффициент атмосферной экстинкции, $f = \sec(z)$, z – зенитное расстояние, m' – поправка на конечную апертуру. В результате $m_{obs} = 27.2$.

Чтобы оценить межзвездное поглощение, мы использовали эмпирическую связь значений эффективной лучевой концентрации водорода N_H и оптической экстинкции A_V [7]. Анализируя рентгеновские данные по пульсару, Ван Эттен [5] получил $N_H = 0.67 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Это соответствует $A_V = 3.4$. Используя стандартную зависимость межзвездной экстинкции A_λ от длины волны [8], мы получили для γ' -полосы $A_\lambda = 3.35$. В результате исправленный на межзвездное поглощение верхний предел пульсара равен $m_{unabs} = m_{obs} - A_\lambda = 23.85$.

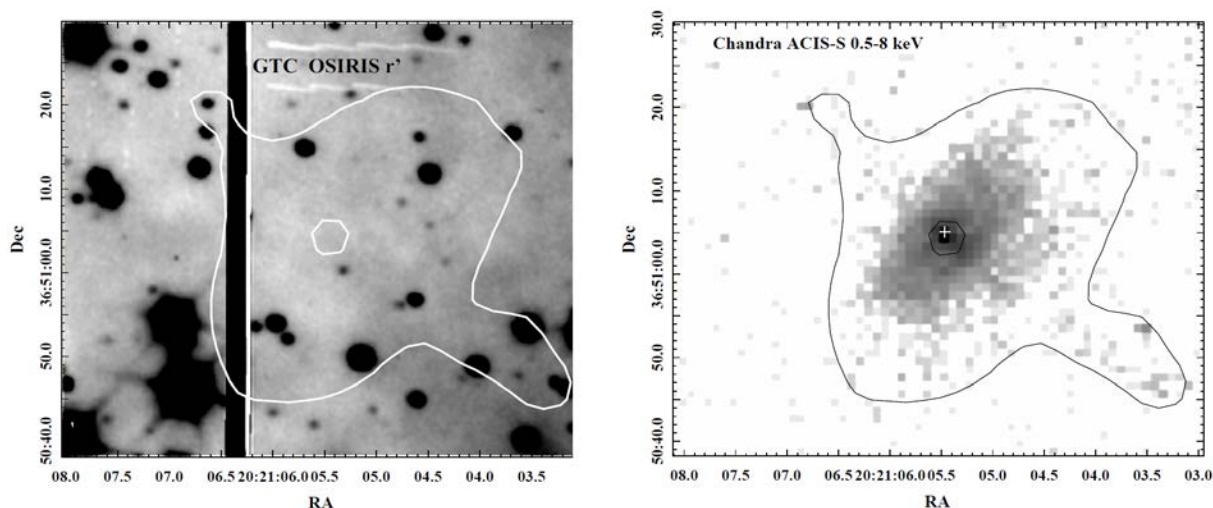


Рис. 3. *Левая панель:* увеличенный фрагмент GTC изображения пульсарного поля, отмеченный прямоугольником на рис. 1; *правая панель:* тот же фрагмент в рентгеновском диапазоне. На рентгеновском изображении видна туманность пульсарного ветра, известная под названием «Стрекоза» (Dragonfly); ее границы выделены внешним контуром, который скопирован на оптическое изображение. Пульсар расположен во внутреннем контуре; на рентгеновском изображении положение пульсара более точно отмечено крестом.

Анализ рентгеновских данных

Для сравнения полученного верхнего предела с рентгеновскими данными, мы выполнили независимый анализ данных, полученных с помощью телескопа Chandra. В рентгеновском диапазоне объект (пульсар) виден окруженным туманностью пульсарного ветра, известной под названием «Стрекоза» [5] (рис. 3). Ван Эттен и соавторы [5] показали, что структура туманности может быть описана двойным тором. Мы использовали наблюдения из Chandra-архива с номерами 7603 и 8502. Следуя Ван Эттену, мы экстрагировали спектр пульсара, используя круговую апертуру диаметром 1.5 пикселей, центрированную на пульсар. Для учета фона мы использовали апертуру в виде кольца с радиусами 6 и 12 пикселей с тем же центром.

Извлеченный спектр аппроксимировался как на всем наблюдаемом диапазоне энергий (от 0.2 до 12 кэВ), так и на промежутке от 0.5 до 8 кэВ суммой тепловой и степенной спектральных моделей, описывающих излучение с поверхности нейтронной звезды и ее магнитосферы, соответственно: BB+PL, NSA+PL, NSMAX+PL. Здесь BB –

модель излучения черного тела, NSA – модель излучения полностью ионизованной атмосферы нейтронной звезды с магнитным полем [9], NSMAX – модель излучения частично ионизованной атмосферы нейтронной звезды с магнитным полем [10], PL – модель степенного спектра. Для всех моделей было учтено фотоэлектрическое поглощение излучения пульсара в межзвездной среде с помощью умножения всех моделей на модель PHABS [11]. Для моделей BB, NSA, NSMAX радиус излучающей поверхности был зафиксирован на величине 13 км, соответствующей стандартному значению радиуса нейтронной звезды. При аппроксимации наблюдаемых спектров методом χ^2 определялись диапазоны следующих модельных параметров: N_H – лучевая концентрация водорода в направлении на пульсар, Γ – фотонный индекс для степенной спектральной компоненты излучения пульсара (модели PL), A – нормировка для степенной модели (PL), T_{eff} – температура излучающей поверхности для моделей BB, NSA, NSMAX, D – расстояние до пульсара, χ^2 – статистическая величина, характеризующая качество аппроксимации, деленная на число степеней свободы.

При аппроксимации спектра для увеличения отношения сигнал/шум спектр бинировался так, чтобы в каждом бинированном канале было не менее определенного числа отсчетов (не менее 8–15). При этом число каналов оказывалось порядка 100, то есть значительно меньше номинального числа каналов в Chandra ACIS (1024). Число степеней свободы при минимизации методом χ^2 определялось как сумма числа каналов и числа свободных модельных параметров.

При использовании модели PL+BB было замечено, что при энергиях больше 2 кэВ степенная составляющая преобладает над тепловой, поэтому мы аппроксимировали эту часть спектра только степенной моделью. Мы также убедились, что при аппроксимации степенной моделью части спектра с энергиями больше 2 кэВ, значения параметров слабо зависят от величины лучевой концентрации водорода в направлении на пульсар, поэтому использовали $N_H = 0.67 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$, полученное Ван Эттенем [5] при анализе спектра туманности. Полученные в результате параметры, указанные в таблице 1, мы подставили в модель BB+PL и зафиксировали, это позволило уменьшить ошибки параметров тепловой составляющей. Результат показан в таблице 2. Аппроксимация моделью BB+PL дала температуру пульсара ~ 140 эВ, что в пределах неопределенности согласуется с результатами Ван Эттена [5] – ~ 160 эВ – и Хесселса – ~ 150 эВ [3].

Таблица 1. Результаты аппроксимации высокоэнергичной части спектра моделью PL, «*» обозначены фиксированные параметры, здесь и далее ошибки приведены на уровне 1σ

Модель	PL
Диапазон, кэВ	2 ÷ 12
Число степеней свободы	30
χ^2	0.7
$N_H \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$	0.67*
Γ	$1.92_{-0.31}^{+0.33}$
A	$(1.27_{-0.42}^{+0.62}) \cdot 10^{-5}$

Аппроксимация моделью NSA+PL выполнялась с фиксированным значением массы нейтронной звезды на ее канонической величине $1.4 M_{\odot}$ и с величиной магнитного поля 10^{12} Гс, которая того же порядка, что и поверхностное магнитное поле пульсара – $3.2 \cdot 10^{12}$ Гс [3], определенное из замедления периода вращения пульсара с учетом магнитодипольной модели. Мы фиксировали N_H на величине $6.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$, а также выбирали этот параметр в качестве свободного. Аппроксимация моделью NSMAX+PL выполнялась с фиксированным для указанных массы и радиуса гравитационным красным

смещением $z = 1.21$ и с величиной магнитного поля $4 \cdot 10^{12}$ Гс, что близко к поверхностному. Величина N_H выбиралась также как для NSA+PL. Еще была сделана аппроксимация только моделями NSA, NSMAX и PL. Было показано, что эти модели не описывают спектр, приводя к большой статистической величине χ^2 . Далее в таблицах 3–4 показаны лучшие результаты аппроксимаций моделями NSA+PL, NSMAX+PL.

Таблица 2. Результаты аппроксимации всего спектра моделью BB+PL, «*» обозначены фиксированные параметры

Модель	BB+PL
Диапазон, кэВ	0.2 ÷ 12
Число степеней свободы	122
χ^2	0.89
$N_H \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$	0.67*
Γ	1.92*
A	$1.2704 \cdot 10^{-5}$
T_{eff} , эВ	140_{-5}^{+5}
D, кпк	$12.05_{-1.52}^{+1.74}$

Таблица 3. Результаты аппроксимации спектра на промежутке 0.5–8 кэВ с фиксированным параметром лучевой концентрации водорода $N_H = 6.7 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$

Модель	Γ	T_{eff} , эВ	D, пк	χ^2	Число степеней свободы
NSA+PL	$1.69_{-0.32}^{+0.32}$	68_{-6}^{+7}	1627_{-412}^{+508}	0.88	115
NSMAX+PL	$1.47_{-0.36}^{+0.36}$	68_{-5}^{+5}	1010_{-27}^{+30}	0.87	115

Таблица 4. Результаты аппроксимации спектра на промежутке 0.5–8 кэВ со свободным параметром лучевой концентрации водорода

Модель	$N_H \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$	Γ	T_{eff} , эВ	D, пк	χ^2	Число степеней свободы
NSA+PL	$0.46_{-0.1}^{+0.11}$	$1.31_{-0.42}^{+0.39}$	99_{-19}^{+23}	6963_{-3860}^{+7088}	0.86	114
NSMAX+PL	$0.54_{-0.11}^{+0.13}$	$1.20_{-0.48}^{+0.45}$	86_{-18}^{+15}	3244_{-221}^{+3632}	0.87	119

По таблицам 2–4 видно, что по величине χ^2 все три модели хорошо описывают спектр пульсара и нельзя отдать предпочтение одной из них. Вместе с тем результирующие параметры моделей различны. Так температура для модели BB+PL почти в два раза больше, чем для атмосферных моделей (NSA+PL, NSMAX+PL). Наиболее существенное различие в расстоянии до пульсара, которое в зависимости от модели может отличаться на порядок величины. При этом оно анти-коррелирует со значением N_H , что неправдоподобно и нуждается в дополнительном рассмотрении.

На рисунке 4 для примера показаны аппроксимация непоглощенного рентгеновского спектра пульсара с использованием модели BB+PL, параметры которой даны в таблице 2, и оптический верхний предел, исправленный на межзвездную экстинкцию, соответствующую фотоэлектрическому поглощению рентгеновской модели. Рентгеновская аппроксимация экстраполирована в оптическую область спектра.

По рисунку 4 видно, что полученный оптический верхний предел не превосходит экстраполяцию рентгеновского спектра, что характерно для всех пульсаров, детектированных в рентгеновском и оптическом диапазонах. Это не исключает наличие сильного

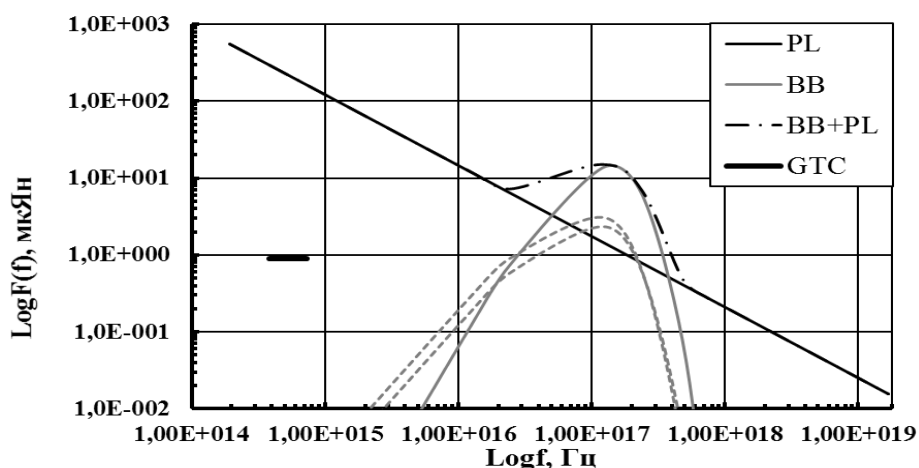


Рис. 4. Аппроксимация рентгеновского спектра пульсара моделью BB+PL и непоглотенный верхний предел на его оптический поток. Наклонной прямой обозначена степенная составляющая (PL). Темно-серой сплошной кривой обозначена тепловая составляющая (BB), темно-серыми штриховыми линиями – ошибки этой составляющей. Штрих-пунктирной линией обозначена сумма BB+PL. Горизонтальная толстая линия показывает оптический верхний предел, исправленный на межзвездное поглощение.

излома в спектре нетепловой компоненты излучения пульсара между оптическим и рентгеновским диапазонами [12]. Данный результат не зависит от модели аппроксимации рентгеновского спектра.

Оценка расстояния

По результату аппроксимации моделью BB+PL, пульсар с радиусом излучающей области 13 км должен быть расположен на расстоянии $12.05^{+1.74}_{-1.52}$ кпк, что согласуется со значением, вычисленным по мере дисперсии – 12 кпк [3]. Из аппроксимаций моделями NSA+PL и NSMAX+PL с учетом ошибок было получено расстояние от 0.98 до 14.05 кпк.

Также мы оценили расстояние до пульсара как величину, пропорциональную наибольшей лучевой концентрации водорода в направлении на объект. По галактическим координатам пульсара $l = 75.^\circ 23$, $b = +0.^\circ 11$ [3] мы вычислили расстояние до края галактического диска в направлении изучаемого объекта $D_{\max} = 15.29$ кпк. Наибольшая оптическая экстинкция в этом направлении по данным NASA/IPAC составляет 12.22 звездных величин (2011). Согласно эмпирической связи, выявленной Пределом и Шмиттом [7], наибольшая лучевая концентрация водорода при таких значениях равна $N_H(\max) = 2.14 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$. По данным Калберлы и др. [13] наибольшая лучевая концентрация водорода в направлении на пульсар равна $N_H(\max) = 0.97 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Аппроксимация спектра моделями NSA+PL и NSMAX+PL показала, что N_H меняется от $0.36 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$ до $0.67 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

Отсюда оцениваем расстояние D до пульсара:

$$\frac{N_H(\max)}{N_H} = \frac{D_{\max}}{D} \Rightarrow D \Big|_{N_H(\max)=0.97 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}} = 5.67 \div 10.56 \text{ кпк},$$

$$\frac{N_H(\max)}{N_H} = \frac{D_{\max}}{D} \Rightarrow D \Big|_{N_H(\max)=2.14 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-2}} = 2.57 \div 4.79 \text{ кпк}.$$

Исходя из зависимости лучевой концентрации водорода в направлении пульсара от расстояния, построенной с использованием звезд красного сгущения в качестве стандартных свечей (описано в работе Кириченко и др. [14]), следует заметить, что полученное из спектрального анализа атмосферными моделями расстояния (таблицы 3–4)

согласуются с этой зависимостью, поэтому модели NSA+PL и NSMAX+PL являются, по-видимому, более правдоподобными.

Литература

1. *Roberts M.S.E., Hessels J.W.T., Ransom S.M. et al.* PSR J2021+3651: a new c-ray pulsar candidate // 2002, *ApJ*, 577, L19.
2. *Abdo A.A., Ajello M., Allafort A., et al.* The Second *Fermi* Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars // 2013, *ApJS*, 208, 17.
3. *Hessels J.W. et al.* Observations of PSR J2021+3651 and its X-ray pulsar wind nebula G75.2+0.1 // *Astrophysical Journal*, 2004, 612, 389.
4. *Barentsen G., Farnhill H.J., Drew J.E., et al.* The Second Data Release of the INT Photometric H α Survey of the Northern Galactic Plane (IPHAS DR2) // *MNRAS*, 2014, 444, 3230.
5. *Van Etten A., Romani R., Ng C.-Y.* Ring and Jets around PSR J2021+3651: 'Dragonfly Nebula' // *Astrophysical Journal*, 2008, 680, 1417.
6. *Koptsevich A.B. et al.* Deep BVR Imaging of Field of the Millisecond Pulsar PSR J0030+0451 with the VLT // *Astronomy & Astrophysics*, 400, 2003, 265–270.
7. *Predehl P., Schmitt J.H.M.* «X-raying the interstellar medium: rosat observations of dust scattering halos» // *Astron. Astrophys.*, 1995, 293, 889–905.
8. *Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S.* The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction // 1989, *ApJ*, 345, 245.
9. *Pavlov G.G., Shibano Y.A., Zavlin V.E., Meyer R.D.* 1995 «The Lives of the Neutron Stars», ed. *M A Alpar, U Kiziloglu, J van Paradijs*, 71.
10. *Ho W.C.G., Potekhin A.Y., Chabrier G.* Model X-ray spectra of magnetic neutron star hydrogen atmospheres // *ApJS*, 2008, 178, 102.
11. *Balucinska-Church M., McCammon D.* Photoelectric absorption cross sections with variable abundances // *ApJ*, 1992, 400, 699.
12. *Danilenko A.A., Zyuzin D.A., Shibano Y.A., Zharikov S.V.* The Vela and Geminga pulsars in the mid-infrared // *MNRAS*, 2011, 415, 867.
13. *Kalberla P.M.W. et al.* Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections // *A&A*, 2005, 440, 775.
14. *Kirichenko A.Yu. et al.* Optical observations of PSR J2021+3651 in the Dragonfly Nebula with the GTC // 2014, submitted to *ApJ*.

DEEP OPTICAL OBSERVATIONS OF THE GAMMA-RAY PULSAR J2021+3651 BY GTC

**E.B. Ryspaeva¹, A.Yu. Kirichenko^{1,2}, Yu.A. Shibano^{1,2},
G.G. Pavlov³, O.Yu. Kargaltsev⁴, M Durant⁵**

¹*St. Petersburg Polytechnic University, Politekhnikeskaya 29, St. Petersburg, 195251, Russia*

²*Ioffe Institute, Politekhnikeskaya 26, St. Petersburg, 194021, Russia*

³*Department of Astronomy & Astrophysics, Pennsylvania State University, 525 Davey Lab, University Park, PA 16802, USA*

⁴*Department of Physics, The George Washington University, Washington, DC 20052, USA*

⁵*Department of Medical Biophysics, Sunnybrook Hospital M6 623, 2075 Bayview Avenue, Toronto M4N 3M5, Canada*

Radio-loud pulsar J2021+3651 was detected in gamma-rays by *Fermi*, also the object was observed in X-rays by *Chandra*. The pulsar produces a pulsar wind nebula, dubbed the «Dragonfly Nebula» and detected in X-rays. PSR J2021+3651 was observed in the optical by the GTC to constrain its multiwavelength spectrum. The optical images were obtained with the OSIRIS instrument in the Sloan_r' filter with the total exposure of 2.5 ks. Also we reanalysed archival X-ray *Chandra* data of 2006. Neither pulsar, no nebula were identified in the optical. The optical upper limit of the pulsar brightness in the Sloan_r' filter is 27.2 magnitude at 3-sigma level. Comparison of the X-ray and optical data does not exclude the presence of a strong spectral break for the nonthermal spectral component in the pulsar emission between the optical and X-rays.

**ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКЗОПЛАНЕТ НА ОСНОВЕ МЕТОДА
TRANSIT TIMING VARIATIONS (TTV).
СОЗДАНИЕ МЕЖДУНАРОДНОГО НАБЛЮДАТЕЛЬНОГО ПРОЕКТА
ПО ПОИСКУ ЭКЗОПЛАНЕТ МЕТОДОМ TTV**

Соков Е.Н.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

В данной работе представлен один из новейших и динамично развивающихся, но требующий длительного времени наблюдений и высокую точность получаемых данных, метод поиска экзопланет на основе изучения тайминга моментов прохождения уже известных экзопланет по диску своих родительски звёзд. Данный метод именуется «Transit Timing Variations method» или сокращённо – «TTV». Особенностью этого метода поиска экзопланет является обнаружение проявлений возмущений орбиты наблюдаемой экзопланеты под воздействием другой планеты или иного обращающегося вокруг той же звезды объекта. Потенциально такой метод при достаточно высокоточных измерениях может позволить обнаружить экзопланеты размером с Землю и даже более того – данный метод может предсказать наличие у наблюдаемой экзопланеты экзолуны. Для реализации поиска новых экзопланет на основе этого метода в Пулковской обсерватории создаётся большой международный наблюдательный проект. Также представлены первые результаты поиска экзопланет на основе метода TTV. Для экзопланет Qatar-1b и Corot-1b обнаружен тайминг и произведены оценки периодов и амплитуд вариаций.

Введение

На сегодняшний день различными методами открыто уже более 1800 экзопланет в более чем 600 экзопланетных системах.

Одним из основных методов поиска экзопланет, который дал первые открытия экзопланет, был и остаётся метод лучевых скоростей, который в данной ситуации основан на возможности регистрации видимого движения самой звезды вокруг центра масс системы звезда-планета. Этот метод позволяет определить массу планеты, обращающейся вокруг наблюдаемой звезды.

Существенный прорыв в исследовании экзопланет произошел в результате обнаружения явления «транзита», состоящего в наблюдении уменьшения блеска звезды вследствие прохождения планеты по диску центральной звезды. Первой звездой, для которой обнаружили явление прохождения планеты по её диску, была звезда HD 209458 [Charbonneau et al., 1999]. Благодаря своей особенности этот метод поиска экзопланет может быть использован даже на телескопах с небольшой апертурой (вплоть до 10 см), что позволяет, даже не имея значительных ресурсов, проводить фотометрические наблюдения звезд и искать на их основе признаки прохождения экзопланет по диску этих звезд.

Помимо методов поиска экзопланет на основе определения лучевых скоростей и транзитного на сегодняшний день известно ещё несколько методов, позволяющих открыть новые внесолнечные планеты. Один из перспективных методов поиска новых экзопланет ближайшего будущего – метод, получивший название «Transit Timing Variations method» или сокращённо «TTV method».

Метод поиска экзопланет «Transit Timing Variations method»

Впервые возможность искать новые экзопланеты, причём земных масс, на основе возмущения орбиты наблюдаемых транзитных экзопланет была предложена в работе

[Miralda-Escude, 2002]. Немного позднее в 2005 году метод поиска экзопланет на основе тайминга (TTV method) был детально описан в работе [Agol et al., 2004].

Этот метод основан на детектировании моментов прохождения середины диска звезды экзопланетой, проходящей перед звездой для наблюдателя, находящегося на Земле. По сути он основан на транзитном методе наблюдений экзопланет с точной фиксацией моментов «наползания» планеты на диск звезды с его дальнейшим затемнением, которое проявляется в падении блеска звезды и «схода» планеты со звёздного диска, что в свою очередь проявляется как подъём блеска наблюдаемой звезды и возвращение его к прежнему значению (рис. 1).

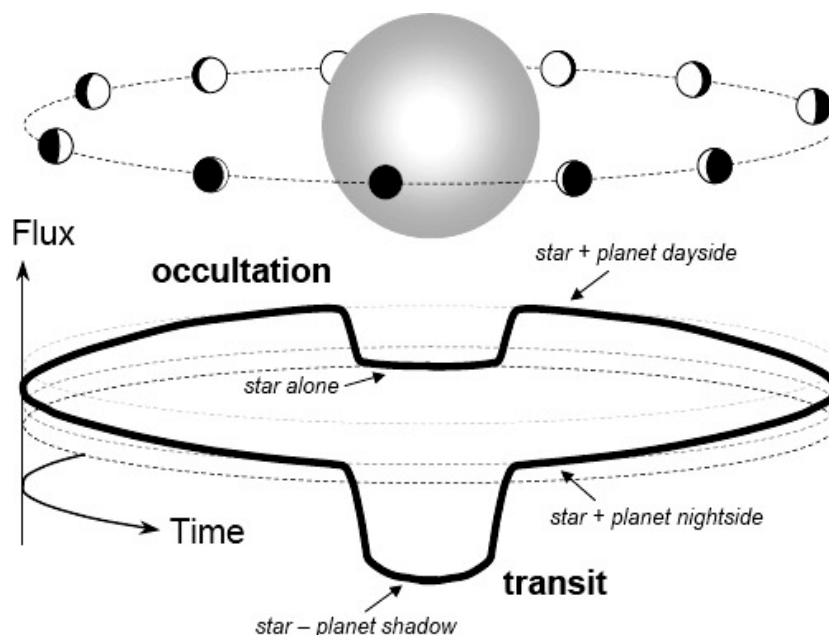


Рис. 1. Пример того как проявляется падение блеска звезды во время прохождения планеты по её диску.

Метод тайминга встал в число тех методов, которые только сейчас начинают своё развитие, и в ближайшие 10–20 лет могут преподнести немало интересных открытий. Причём потенциально такой метод способен обнаружить экзопланеты земных масс и даже более того – экзолуны, обращающиеся вокруг самих экзопланет. На рис. 2, взятом из книги [Perryman, 2011], представлен весь объём методов поиска экзопланет настоящего и будущего.

Ввиду недавнего появления метода тайминга и необходимости проведения длительного наблюдения одного и того же объекта пока обнаружено и доказано существование только лишь четырёх экзопланет из числа тех, что были обнаружены телескопом «Kepler» – Kepler-88c (рис. 3, где представлен также тайминг продолжительности прохождения «Transit Duration Variations») [Nesvorný et al., 2013], Kepler-46c [Nesvorný et al., 2012], Kepler-419c [Dawson R. et al., 2014], KOI-620.02 [Masuda K., 2014].

На данный момент на основе обнаруженного тайминга наблюдавшихся транзитов экзопланет существует ещё несколько явных кандидатов на поиск новых экзопланет в этих планетных системах. Среди самых известных, для которых было предсказано существование как минимум ещё одной экзопланеты, является экзопланета Kepler-19b (рис. 4.). Для планетной системы Kepler-19 было представлено несколько вариантов возможной массы и периода обращения второй планеты в системе, но до сих пор планета Kepler-19c не подтверждена методом лучевых скоростей [Ballard et al., 2011].

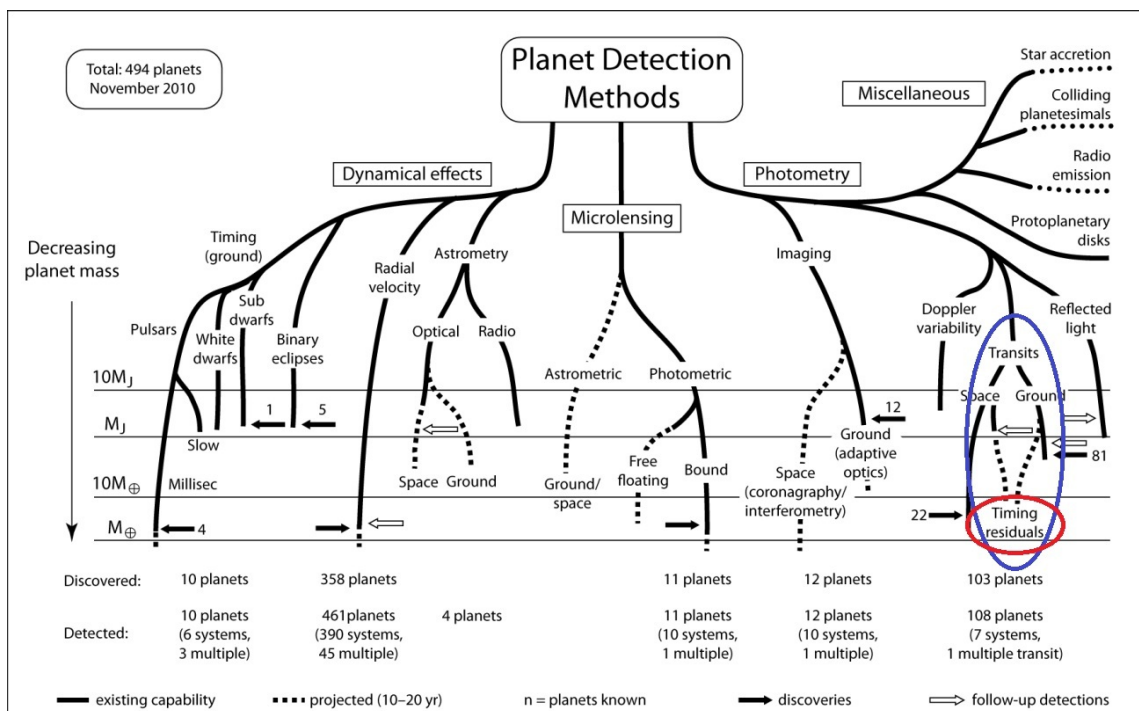


Рис. 2. Методы поиска экзопланет. Вытянутым овалом представлена ветка поиска экзопланет на основе транзитов, меньшим овалом – метод тайминга или TTV method.

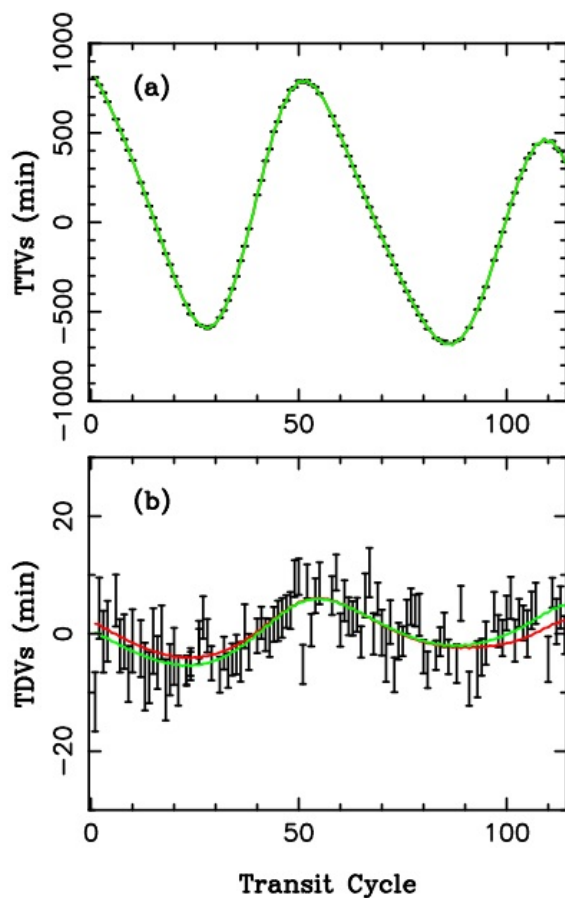


Рис. 3. Тайминг TTV («Transit Timing Variations») и TDV («Transit Duration Variations») экзопланеты Kepler-88b.

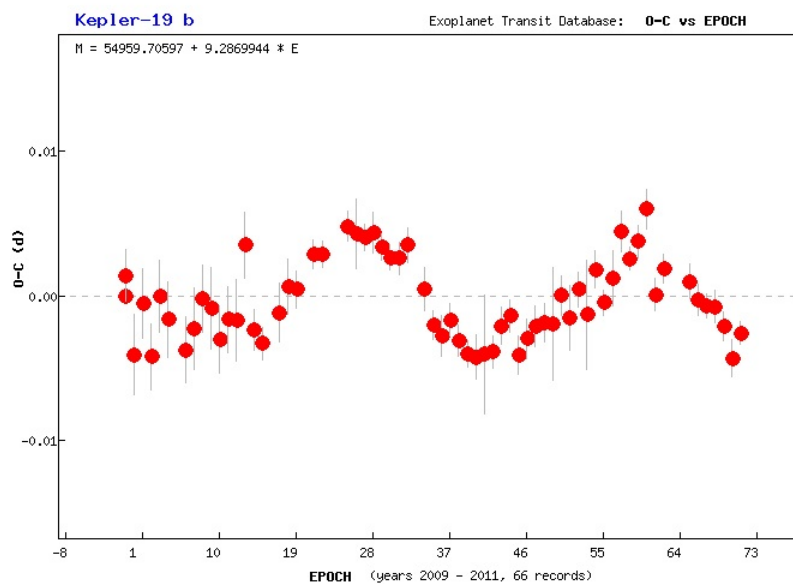


Рис. 4. Тайминг экзопланеты Kepler-19b.

С накоплением новых наблюдений прохождений экзопланет, имеющих тайминг или сильные отклонения моментов средин транзита от теоретически-предсказанных, с увеличением объёма наблюдений, улучшением их скважности и точности будут обнаруживаться новые экзопланеты. Подробный анализ таких экзопланет, накопление высокоточных наблюдательных данных, привлечение новых обсерваторий к наблюдениям транзитов экзопланет позволит в ближайшем будущем обнаруживать новые экзопланеты земных масс в известных планетных системах.

Создание международного проекта по поиску экзопланет на основе метода “Transit Timing Variations (TTV method)”

Начиная с 2012 года в Пулковской обсерватории начал создаваться международный наблюдательный проект посвящённый поиску экзопланет на основе метода “Transit Timing Variations (TTV method)”.

Перечень основных задач проекта:

- Получение высокоточных фотометрических наблюдений транзитов экзопланет, для которых предсказаны или обнаружены TTV сигналы.
- Накопление максимально плотного ряда моментов средин транзитов для проведения качественного анализа всего объема наблюдений каждого из объектов, что позволит с максимальной вероятностью и точностью определить параметры вариаций (период и амплитуда).
- На основе обнаруженных вариаций провести оценки по возможным массам и расстояниям от звезды объектов, возмущающих орбиту наблюдаемых экзопланет.
- Предсказание/обнаружение новых экзопланет в исследуемых экзопланетных системах.

Своё развитие проект начал в Пулковской обсерватории с наблюдений на телескопах обсерватории: ЗА-320М и 26-дюймовом рефракторе, которые располагаются на территории Пулковской обсерватории; Meade LX200, который установлен в пос. Светлое (Ленинградская область) и МТМ-500М, находящийся на территории Горной астрономической станции (ГАС ГАО) на Северном Кавказе близ г. Кисловодск) [Соков Е., 2012].

В дальнейшем в проект вошли обсерватории из России: Коуровская обсерватория (бинокуляр 0.4-m MASTER-Ural; 1.2-m телескоп); Иркутская обсерватория в Тунке (бинокуляр 0.4-m MASTER-Tunka); ИСЗФ СО РАН в Мондах (0.6-m Цейсс-600, 1.5-m АЗТ-33ИК); Терскол (2-m Цейсс-2000); Крымская Астрофизическая обсерватория (АЗТ-11, 0.38-m рефлектор). Также к проекту присоединились обсерватории из стран СНГ: Бюраканская Астрофизическая обсерватория (0.5-m Шмидт, 2.6-m ЗТА); Абастуманская Астрофизическая обсерватория, Майданакская высокогорная обсерватория (0.6-m Цейсс-600).

Помимо России и стран СНГ в проект вошли профессиональные и частные обсерватории из более чем 10 стран Европы, Северной и Южной Америки и Австралии. Среди наиболее значимых участников обсерватории: Ankara University Kreiken Observatory (Турция) (0.4-m telescope), Tubitak National Observatory (1-m telescope); Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) (Аргентина) (2.15-m telescope); Observatorio Astronómico de Córdoba – Universidad Nacional de Córdoba (Аргентина) (1.54-m telescope); Physics and Engineering Physics Department University of Saskatchewan (Канада) (3*Meade LX-200); Municipal Observatory in Slany (Чехия) (20-cm и 30-cm телескопы); Taurus-Hill Observatory (Финляндия) (14-inch Celestron C14 XLT), Green Island Observatory (Австралия) (Meade LX200R).

На данный момент в проекте участвует около 30 обсерваторий из России, стран СНГ, Европы, Азии, Северной и Южной Америки, Австралии и островов Кука. Большая часть участвующих в проекте обсерваторий представлена на карте (рис. 5). В проект постоянно приглашаются новые участники как из частных обсерваторий, так и из профессиональных. Планируется создание объединяющего интернет-ресурса (сайта) данного проекта.

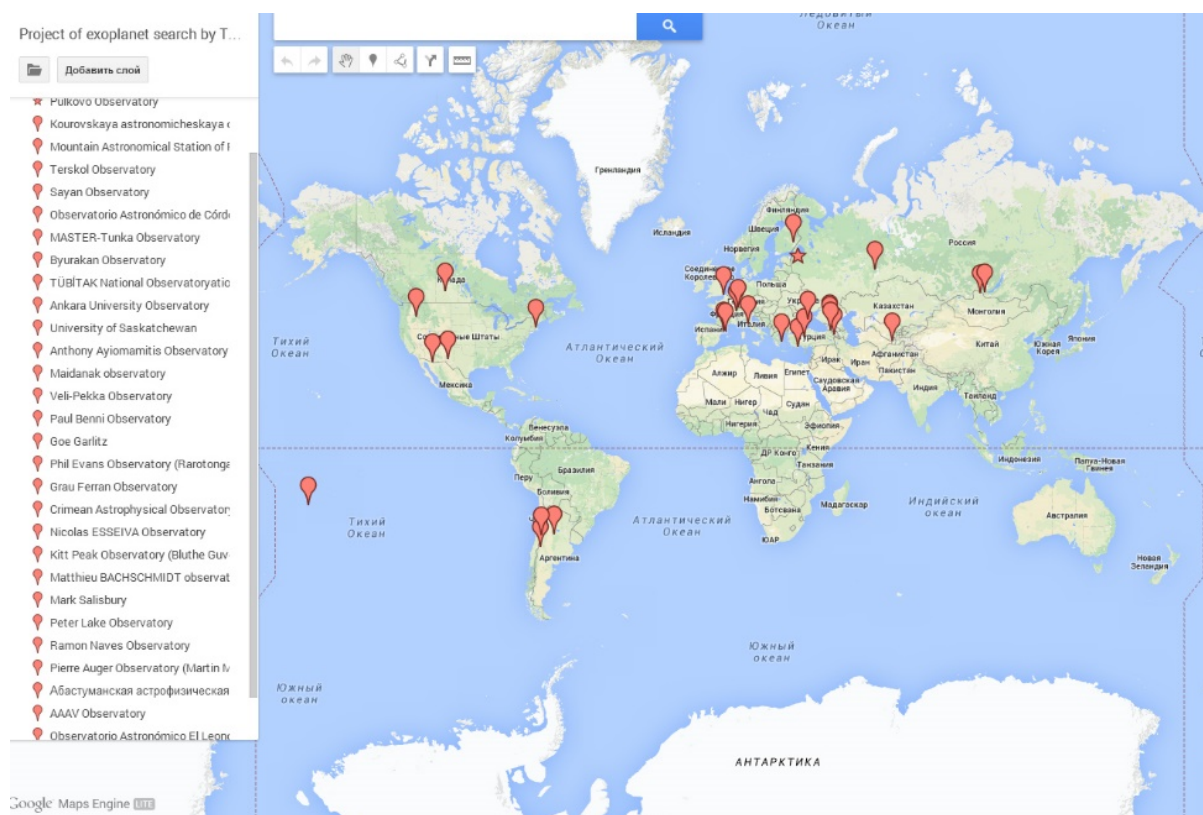


Рис. 5. Карта участников проекта по поиску экзопланет на основе метода Transit Timing Variations.

Первые результаты поиска новых экзопланет

Используемые пакеты программного обеспечения, методы и модели:

- Для аппроксимации кривых блеска используется универсальная программа Planet-Rack (Р. Балуев, Пулковская обсерватория), в которой использовалась модель Абубекерова и Гостева (Абубекеров и др., 2013) 2013MNRAS.432.2216A и интерактивная программа в базе данных ETD: <http://var2.astro.cz/ETD>.
- Для проведения частотного анализа использовались методы CLEAN и метод, разработанный Р. Балуевым. Планируется использование вейвлет анализа с целью поиска на его основе периодов вариаций.
- Расчет физических параметров возможных кандидатов в экзопланеты осуществляется с помощью численного интегрирования уравнений движения для задачи двух и трех тел.

В рамках проекта был обнаружен тайминг экзопланеты Qatar-1b. При тщательном отборе наблюдательных данных и на основе проведённого частотного анализа удалось обнаружить с высокой вероятностью период амплитудных изменений моментов середин транзитов $P = 190$ суток с амплитудой $A = 0.0015$ суток (~ 2 мин.) (рис. 6).

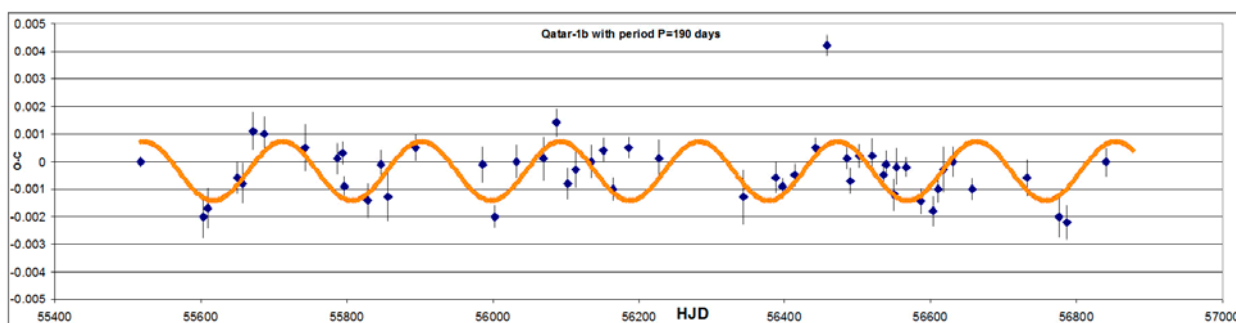


Рис. 6. Тайминг экзопланеты Qatar-1b с наложенной синусоидой с периодом $P = 190$ суток.

Также тайминг прохождений был обнаружен у экзопланеты Corot-1b. Для неё был обнаружен период $P = 544$ суток и амплитуда $A = 0.004$ дня (~ 5.5 мин.) (рис. 7).

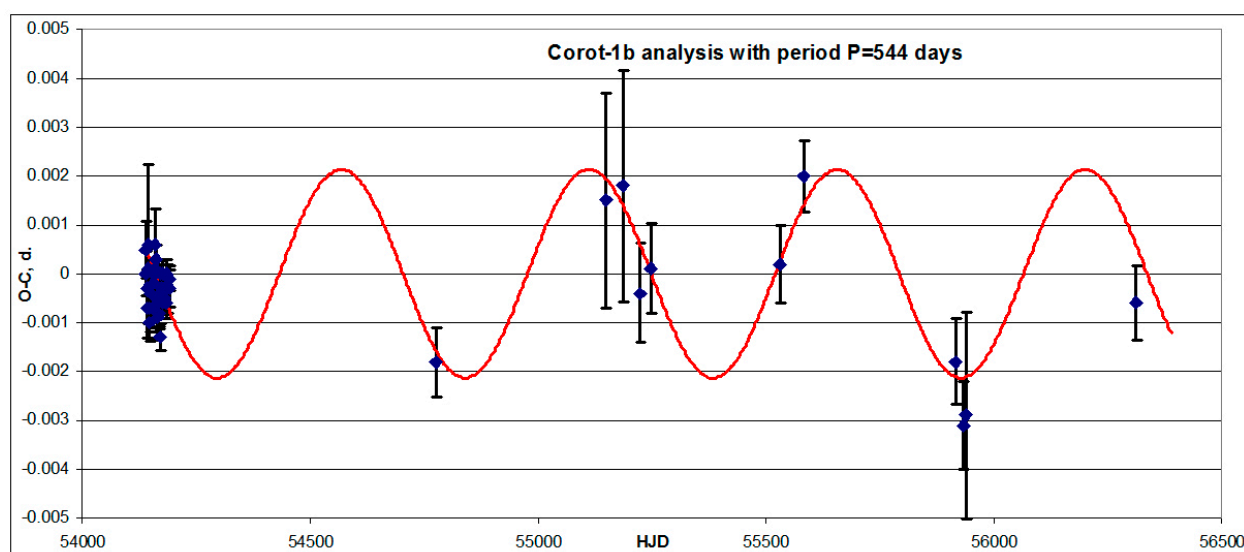


Рис. 7. Тайминг экзопланеты Corot-1b с наложенной синусоидой с периодом $P = 544$ суток.

Заключение

Одним из перспективных на сегодняшний день методов поиска экзопланет является метод «Transit Timing Variations (TTV)». Для поиска экзопланет на основе данного метода необходимо длительное наблюдение прохождений экзопланет, высокая скважность данных и высокоточная фотометрия.

Для решения данной задачи был создан и активно развивается международный наблюдательный проект по поиску новых экзопланет, включающий около 30 профессиональные и частные обсерватории из стран Европы, Азии, Южной и Северной Америки, а также Австралии и островов Океании.

Получены первые результаты поиска и анализа тайминга прохождений экзопланет и на его основе – поиска новых экзопланет.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-92615_KO_a, № 12-02-31095, Президентского гранта МК-733.2014.2 и Программы Президиума П-22 РАН и П-9 РАН.

Литература

- Abubekrov, M.*, MNRAS, Volume 432, Issue 3, p.2216–2223.
Agol E. et al., MNRAS, 2005, Vol. 359, Is. 2, pp. 567–579.
Ballard S. et al., ApJ, 2011, Volume 743, Issue 2, article id. 200, 20 pp.
Charbonneau D., Astrophysical Journal Letters, 1999, Vol. 549, pp. 45–48.
Dawson R., Chiang E., 2014, Science, 346, 212.
Miralda-Escude J., ApJ, 2002, Vol. 564, Is. 2, pp. 1019–1023.
Masuda K., 2014, ApJ, 783, 53.
Nesvorný D. et al., ApJ, 2013, Vol. 777, Issue 3.
Nesvorný D. et al., Science, 2012, Vol. 336, 1133.
Sokov E. et al., Astronomy Letters, Vol. 38, Is 3, pp.180–190.
Perryman M., 2011, The EXOPLANET Handbook, Cambridge.

A SEARCH AND INVESTIGATION OF EXOPLANETS BASED ON TRANSIT TIMING VARIATIONS METHOD (TTV). CREATION OF AN INTERNATIONAL OBSERVATIONAL PROJECT OF A SEARCH EXOPLANETS WITH THE USE TTV METHOD

Sokov E. N.

Pulkovo Observatory of RAS

The method «Transit Timing Variations (TTV)» is one of the most promising method of a search of new exoplanets. Long time observations, high sampling and high-precision photometry is necessary for the working with such method.

For the solving of this problem international observational Project for search new exoplanets has been created. It consists of about 30 professional and amateur observatories from Europe, Asia, North and South America, Australia and Cook Islands.

First results of search and investigation of TTV signals were obtained and based on them – the results of a search of new exoplanets.

ИСТОРИЯ ПУЛКОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ В КАРТАХ, ПЛАНАХ И ФОТОГРАФИЯХ

Хохлов Г.А., Толбин С.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

В данной статье рассказывается об истории Пулковской обсерватории в картах, планах и фотографиях с момента её возникновения до настоящего времени. Представленные материалы отражают необычный и малоизвестный взгляд на историю Пулковской обсерватории и её окрестностей, охватывающий более чем 175-летний срок существования обсерватории.

Пулковская гора является одной из самых известных точек в южных окрестностях Петербурга. Она замыкает южную перспективу Пулковского шоссе и, благодаря своей высоте, предстаёт взору прибывающих в город из аэропорта Пулково или выбывающих из города по Пулковскому шоссе. Являясь частью Пулковских высот, Пулковская гора интересна и своим уникальным геологическим строением, с ней связаны многие страницы истории развития отечественной науки, архитектуры, важнейшие исторические события. Сведения об этом разбросаны по многим изданиям различного характера. В краеведческой литературе последних десятилетий Пулковская гора упоминается в основном в связи с событиями Великой Отечественной войны и деятельностью Пулковской обсерватории. В данной статье речь пойдёт об истории в картах, планах и фотографиях Пулковской обсерватории и её окрестностей, взятых из архивного и картографического материала с петровского времени до наших дней.

Географический очерк

Пулковские высоты – самая северная кромка Ижорской возвышенности, часть Балтийско-Ладожского уступа. Представляют собой гряду длиной 12 км с высотами от 35 до 75 м над уровнем моря, протянувшуюся с запада на восток от бывшей деревни Финское Койрово до микрорайона Большое Кузьмино (северная часть Пушкина). Образуют эту гряду три слившиеся воедино холма.

Происхождение Пулковских высот до конца не выяснено. Считается, что в доисторические времена Пулковские высоты являлись берегом Литоринового и других древних морей. В последний раз море плескалось здесь около 5 тыс. лет назад. Его дно и представляет собой Приневская низменность с раскинувшимся на ней Санкт-Петербургом. На формирование рельефа Пулковских высот большое влияние также оказал ледник с его тальми водами. Море постепенно отступало и заняло место нынешнего Балтийского моря. Данные места изобиловали непроходимыми лесами и болотами. Густой лес покрывал и Пулковские высоты, но его постепенно вырубали.

На берегах Невы уже в VIII веке жили племена воль и ижора, а позже эти земли входили в состав Водской пятины Новгорода, а по Неве пролегал великий торговый путь "из варяг в греки". По данным русских "Писцовых книг", уже в XV веке на территории нынешнего Санкт-Петербурга насчитывалось 21 селение. Появляются селения и южнее Пулкова: Дудерово (в районе нынешней станции Можайской, у Дудергофских гор), Хотчино (Гатчина) и северо-восточнее: Шушары, Купчино, а на речке Пулковке выросло село Пулково. Отсюда получили название и Пулковские высоты.

У подножия Пулковской горы располагались деревни Галлерово, Толмачёво, Пески, Нижнее и Верхнее Койрово, Камень, Кискино, Глиняная Горка. А на месте будущего микрорайона – Пулковское отделение совхоза «Шушары», располагалась деревня Большое Пулково. Через Пулково шла дорога из Копорья в Ладугу.

История

На картах XVII века территория, где расположены Пулковские высоты, помечена "Slavancka Pogost", а юго-восточнее них находилось тогда уже поместье "Saarimojs" ("Саарская мыза") на месте Царского Села. Начало активного освоения этих земель приходится на эпоху Петра Первого. 30 мая 1708 года Пётр Первый повелел приписать шесть бывших шведских мыз супруге Екатерине Алексеевне, в число которых входила и Пулковская мыза.



Рис. 1. План Пулковской горы (1754 г.)

С тех пор, т.е. с 1720-х годов эти места становятся очень оживлёнными. По ним была проложена дорога от Петербурга через село Пулково в Саарскую мызу, где постепенно формируется парадная резиденция Царское Село.

Через высоты пролегла дорога и к Гатчине, принадлежавшей представителям саровской знати. Лесные угодья южнее Пулковских высот отводятся под Зверинец, в нём содержались лоси, олени, кабаны и прочая дичь для придворных охот. На самих высотах лесной массив постепенно превращался в парк, где можно было отдохнуть от утомительной дороги, сделать привал, напоить лошадей.

Пулковская обсерватория, основанная по указу Императора Николая I и построенная по проекту архитектора А.П. Брюллова, была торжественно открыта 19(7) августа 1839 года – эта дата высечена на парадном фронте главного здания обсерватории в виде римских цифр (рис.2, 3).

Обсерватория расположена в 19 км к югу от центра Петербурга (или в 5 км от КАД) на самой высокой точке Пулковских высот – Пулковской горе (*широта 59°46'18"*, *долгота 30°19'34"*), высота которой составляет около 75 метров над уровнем моря.

Старинный Пулковский парк восхищал довоенных посетителей. Он спускался с вершины горы по северному склону к самой подошве. Сотни вековых деревьев укрывали своими пышными кронами обсерваторию, она буквально утопала в зелени. После войны сохранился лишь небольшой уголок ниже по северному склону и левее Пулковского астрономического кладбища (рис. 4).

В 1711 году началось преобразование мызы с переселения местных крестьян. На вершину Пулковской горы была проложена прямая дорога, обсаженная берёзами и елями, затем устроен фруктовый сад. На самом высоком месте сада в декабре 1718 года заложен и в скором времени построен новый деревянный дом со службами. В этом доме 11 мая 1719 года Екатерина Алексеевна устроила торжественный приём в честь "великого своего супруга", с сердечным умилением взиравшего на любезный сердцу его Петербург (рис. 1).

Вся Екатерининская усадьба, с дворцом и садом, составляла 14 десятин. Известно также, что в Пулковскую мызу, после смерти Екатерины Алексеевны, из Царского села, по повелению Елизаветы (дочери Петра Первого), был перевезён яблоневый сад, так как Елизавета не любила яблочек, не переносила даже их запаха.



Рис. 2. План Пулковской обсерватории архитектора А.П. Брюллова (1834 г.).



Рис. 3. Строительство Пулковской обсерватории (1835 г.).



Рис. 4. Панорама Пулковской обсерватории с аэростата (1930-е гг.).

Великая Отечественная война

Во время Великой Отечественной войны 13 сентября 1941 года немецкие войска подошли к Пулковским высотам, где до 23 сентября происходили упорные бои, в которых врагу не удалось прорвать оборону советских войск; стабилизировавшаяся (до января 1944) линия фронта прошла в 1,5 км к югу от обсерватории. В течение этого времени обсерватория подвергалась артобстрелам и бомбёжкам (рис. 5–9). Вся территория Пулкова была покрыта оборонительными сооружениями. В результате военных действий очень сильно пострадал парк, от парка осталось очень мало, в основном сохранились деревья на северном склоне.



Рис. 5. Линия фронта у Пулковских высот (1943 г.).



Рис. 6. Немецкий аэрофотоснимок Пулкова (1939 г.).



Рис. 7. Немецкий аэрофотоснимок Пулкова (1942 г.).



Рис. 8. Руины Пулковской обсерватории (1942 г.).

**СХЕМА ОБОРОНИТЕЛЬНЫХ СООРУЖЕНИЙ В РАЙОНЕ ПУЛКОВСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
сентябрь 1941 - январь 1944г. (на топосъёмке 1996 года).**

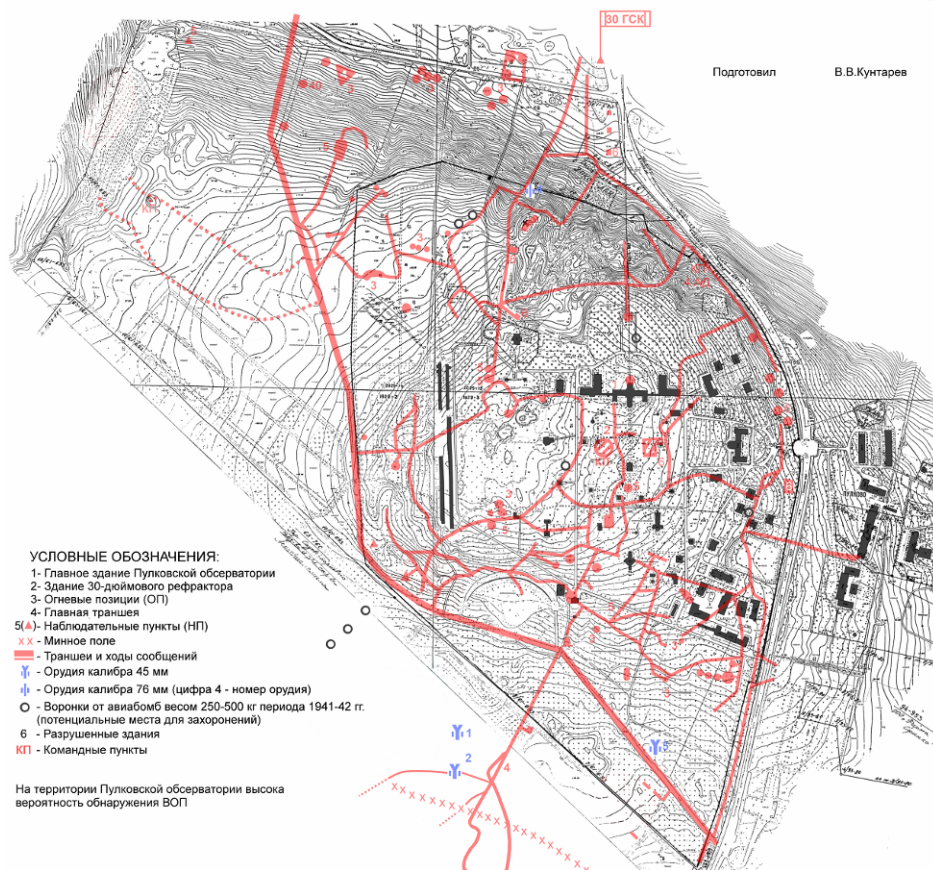


Рис. 9. Карта оборонительных сооружений на Пулковской горе (1944 г.).
Материалы к карте подготовил В.В. Кунтарев, карту составил Г.А. Хохлов.

Восстановление Пулковской обсерватории

Ещё до окончания войны, в марте 1945 года, было принято распоряжение Совнаркома СССР № 4003-р о восстановлении Пулковской обсерватории (рис. 10) и установления вокруг неё охранной зоны радиусом 3 километра. В 1945 году по решению Верховного Совета СССР обсерватории отведена территория 148,35 га, из них 99,7 га – парк. Работы проводились под руководством Академика архитектуры А.В. Щусева.



Рис. 10. Восстановление Пулковской обсерватории (1949 г.)

В мае 1954 года состоялось торжественное открытие восстановленной Главной астрономической обсерватории Академии наук СССР (рис. 11–13). К этому времени было закончено и основное благоустройство территории парка.

Территорию Пулковской обсерватории можно рассматривать как лесопарковую зону, поэтому и территория самой обсерватории также разработана в характере французских партерных парков, позволяющем сочетать удобство сообщения между зданиями по кратчайшим расстояниям с надлежащей художественной выразительностью.

При эколого-фитоценотическом обследовании парка, проведённом в 1992 году на его территории зафиксированы представители 278 видов высших сосудистых растений, относящихся к 179 родам и 62 семействам, что представляет собой огромный интерес не только с исторической точки зрения, но и как ценный материал для ботаников.



Рис. 11. Вид Пулковской обсерватории с вертолётa (1970-е гг.).

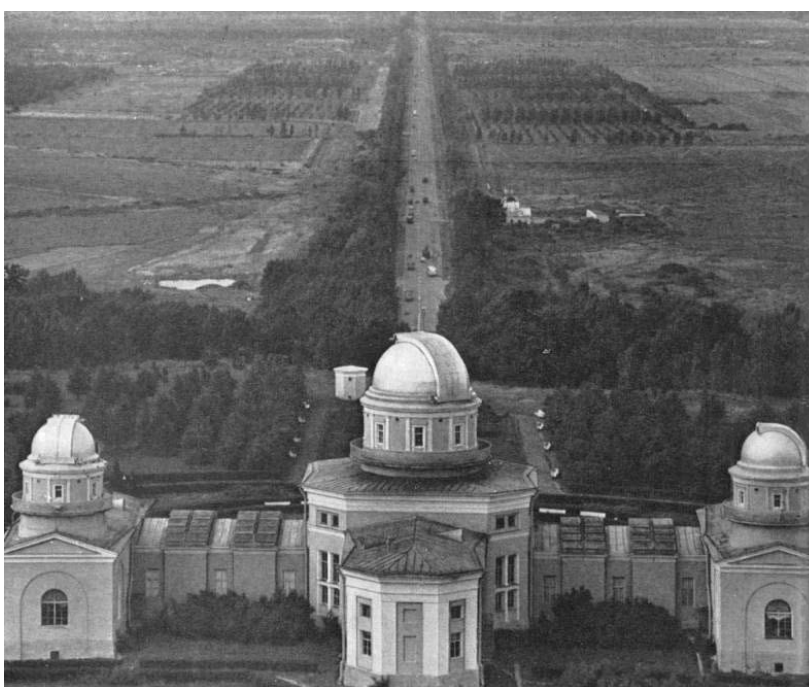


Рис. 12. Главное здание Пулковской обсерватории и Пулковское шоссе. Вид с вертолётa, начало 1970-х.



Рис. 13. Главное здание обсерватории и научная площадка (1970-е гг.)

Современность

Официально Пулково стало частью Ленинграда в 1958 г. Обсерватория и относящаяся к ней астрономический посёлок, в котором сейчас проживает примерно 850 человек, раскинулись на плоской вершине Пулковской горы. Из-за своей обособленности и некоторой удалённости от города, Пулково воспринимается скорее как самостоятельный населённый пункт, а не как часть города (рис. 14–17).



Рис. 14. Панорама Пулковской обсерватории с самолёта. Начало 2000-х гг.

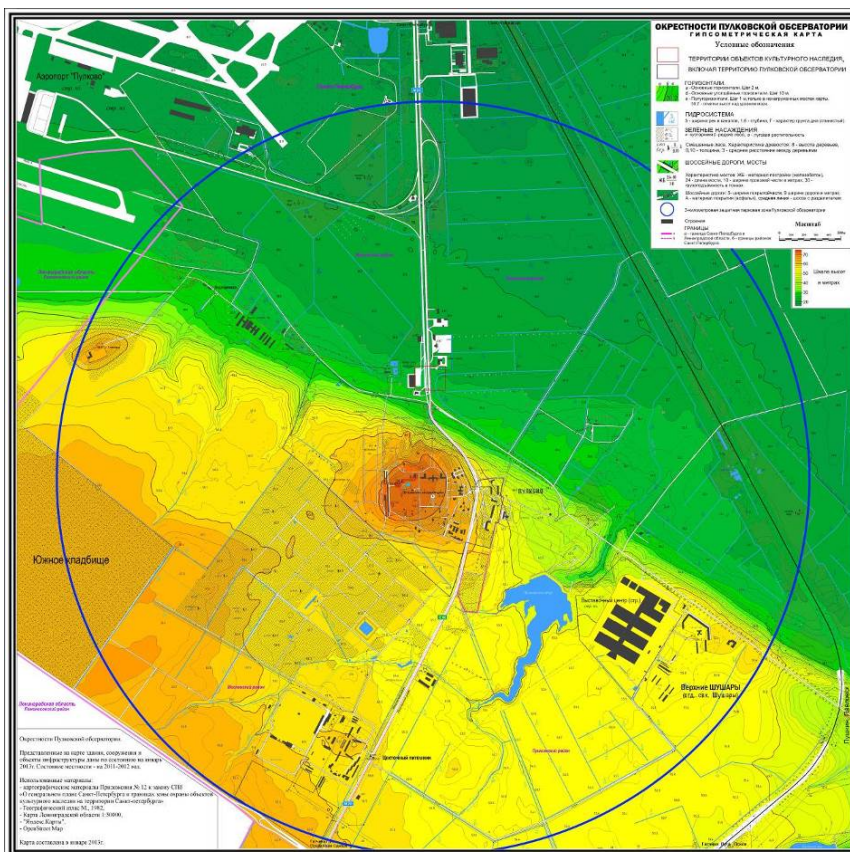


Рис. 15. Физическая карта окрестностей Пулкова с указанием рельефа и 3-км защитной парковой зоны ГАО РАН (2013 г.), составил Г.А. Хохлов.

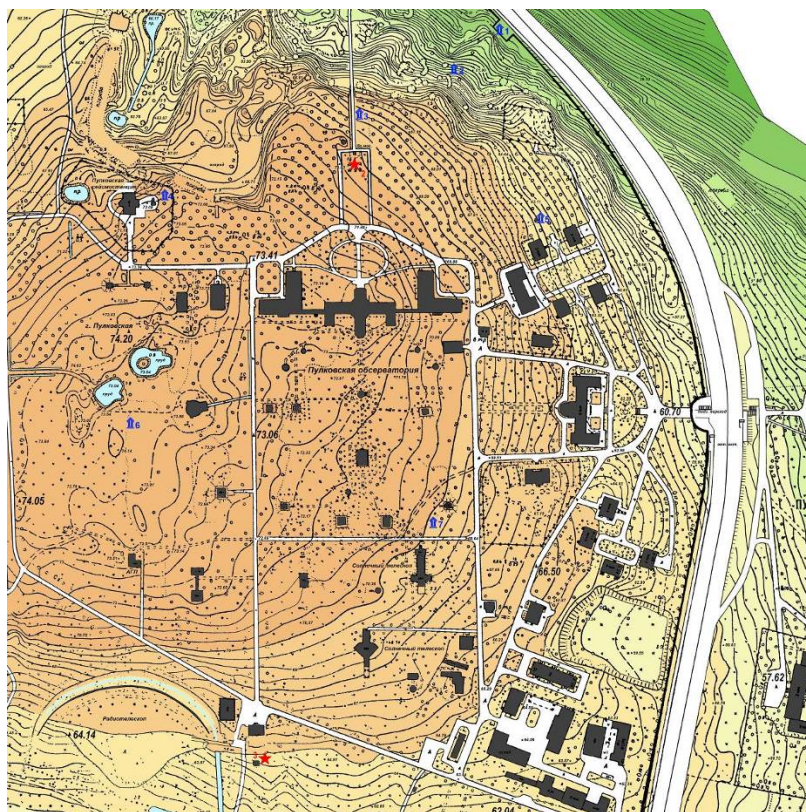


Рис. 16. Основная часть территории Пулковской обсерватории. Физическая карта, фрагмент.



Рис. 17. Главное здание Пулковской обсерватории. Снимок из космоса.

Литература

1. Семёнова Г.В. Пулковская гора и её окрестности до основания обсерватории, Памятники истории и культуры Петербурга // ISBN 5-7325-0235-1, Политехника, СПб, 1994, с.154–163.
2. Семёнова Г.В. Пулковская астрономическая обсерватория // Зодчий №2 (6). СПб, 2002, с. 70–79.

THE HISTORY OF THE PULKOVO OBSERVATORY IN THE MAPS, PLANS AND PHOTOGRAPHS

Khokhlov G.A., Tolbin S.V.

The Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg

This article tells about the history of Pulkovo Observatory in maps, plans and photographs from the moment of its inception to the present time. Presents materials reflect an unusual and little-known look at the history of Pulkovo Observatory and its environs, covering more than 175 years of existence of the Observatory.

НОВЫЕ БЛИЗКИЕ К ПЕРИОДИЧЕСКИМ ОРБИТЫ В ОБЩЕЙ ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

Ясько П.П.

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

Введение

Исследование периодических орбит имеет большее значение для динамики различных астрономических объектов: от тел Солнечной системы до звездных систем.

Изучение периодических орбит активно проводилось в рамках гравитационной задачи трех тел (см., например, книги Маршала [1], Валтонена и Карттунена [2], Мартыновой и др. [3] и ссылки в них). В общей задаче трех тел на данный момент известен ряд семейств периодических орбит.

Такие семейства включают в себя орбиты тройных систем с компонентами равных масс и нулевым угловым моментом [4–7]. В рамках этой задачи до недавнего времени были известны три устойчивые периодические орбиты: орбита Шубарта в прямолинейном случае; орбита Брука в равнобедренной задаче; орбита Мура или «восьмерка». Последние исследования [8–10] привели к обнаружению новых периодических орбит. В [10] был разработан метод нахождения областей начальных условий для орбит, близких к периодическим. Предложенный метод основан на минимизации функционала, равного сумме квадратов разностей начальных и текущих значений координат и скоростей тел. В [10] была обнаружена 21 область начальных параметров, каждая из которых соответствует определенной периодической орбите, с периодом $T < 10\tau$, где τ – среднее время пересечения компонентом системы. Критерием достоверности полученных результатов служит то, что начальные условия для известных устойчивых периодических орбит [4–7] содержатся внутри найденных областей.

В настоящей работе проведен поиск новых близких к периодическим орбит в тройных системах с нулевым угловым моментом при условии, что массы тел равны.

Постановка задачи

Для поиска периодических орбит мы использовали способ задания начальных условий, предложенный в [7] и [10]. В начальный момент времени все три тела располагаются на одной прямой – имеет место сизигия. Как было показано Монтгомери [11], состояние сизигии свойственно всем тройным системам с нулевым угловым моментом, кроме треугольного решения, полученного Лагранжем. Одно из тел находится в центре масс системы. Вектор скорости центрального тела противоположно направлен относительно векторов скоростей двух крайних тел, которые равны по величине и направлению. Модуль вектора скорости центрального тела полагается в два раза больше, чем модули векторов скорости крайних тел. Полная энергия тройной системы принимается равной $E = -1$, массы всех тел $m_i = 1$ ($i = 1, 2, 3$) и постоянная тяготения $G = 1$.

Для удобства начальные скорости и координаты тел определялись через два параметра: вириальный коэффициент k (отношение кинетической энергии к модулю потенциальной энергии тройной системы) и φ (угол между вектором скорости центрального тела и прямой, на которой лежат три тела). Параметры варьировались в следующих интервалах: $k \in (0,1)$, $\varphi \in (0, \pi/2)$. Выражения для начальных координат и скоростей компонентов тройной системы в барицентрической системе отсчета через параметры k и φ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 x_1 &= -\frac{5}{2}(1-k), x_2 = 0, x_3 = -x_1; \\
 y_1 &= y_2 = y_3 = 0; \\
 z_1 &= z_2 = z_3 = 0; \\
 \dot{x}_1 &= -\frac{1}{3}\sqrt{\frac{3k}{1-k}}\cos\varphi, \dot{x}_2 = -2\dot{x}_1, \dot{x}_3 = \dot{x}_1; \\
 \dot{y}_1 &= -\frac{1}{3}\sqrt{\frac{3k}{1-k}}\sin\varphi, \dot{y}_2 = -2\dot{y}_1, \dot{y}_3 = \dot{y}_1; \\
 \dot{z}_1 &= \dot{z}_2 = \dot{z}_3 = 0.
 \end{aligned}$$

При вычислениях использовалась динамическая система единиц, применявшаяся в [7] и [10]:

1. единица расстояния – средний размер тройной системы

$$d = \frac{G \sum_{i<j} m_i m_j}{|E|} = 3,$$

2. единица времени – среднее время пересечения

$$\tau = \frac{G(\sum_{i=1}^3 m_i)^{5/2}}{(2|E|)^{3/2}} = \frac{9\sqrt{3}}{2\sqrt{2}}$$

Для каждой из рассмотренных нами тройных систем вычисления проводились до момента времени $t = 100\tau$.

Поиск периодических орбит и близких к ним осуществлялся сканированием области начальных условий (k, φ) с шагами $\Delta k = \Delta\varphi = 0.001$. В ходе численного интегрирования уравнений движения вычислялись минимумы следующего безразмерного функционала:

$$\Phi^2 = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{|\mathbf{r}_{i0} - \mathbf{r}_i|^2}{d^2} + \frac{|\dot{\mathbf{r}}_{i0} - \dot{\mathbf{r}}_i|^2}{(d/\tau)^2} \right),$$

где \mathbf{r}_{i0} и \mathbf{r}_i – начальный и текущий радиус-векторы положения i -го тела ($i = 1, 2, 3$); $\dot{\mathbf{r}}_{i0}$ и $\dot{\mathbf{r}}_i$ – начальный и текущий радиус-векторы скорости i -го тела ($i = 1, 2, 3$). Значения функционала Φ определялись на каждом шаге интегрирования и в 19 промежуточных точках с помощью квадратичной интерполяции. Критериям отбора удовлетворяли траектории, для которых значение функционала $\Phi < \Phi_{crit} = 0.03$. С помощью сканирования обнаружено множество областей, в которых могут находиться искомые орбиты.

Как и в [7], нами проводилось численное интегрирование уравнений движения общей задачи трех тел методом Булирша-Штера [12] с использованием регуляризации Арсета-Заре [13]. Все вычисления проводились по программе TRIPLE, составленной Арсетом [14]. При вычислениях использовался параметр точности $\varepsilon = 10^{-14}$.

Результаты

В результате сканирования в плоскости (k, φ) был обнаружен ряд областей, содержащих в себе начальные условия для периодических орбит или близких к ним (рис. 1). Самая большая область (левая нижняя часть рисунка) связана с орбитой Шубарта [4] (начальные условия $(k, \varphi) = (0.203, 0)$). Верхняя часть этой области относится к S-орбите [7] ($(k, \varphi) = (0.333, 0.656)$). В центре рисунка расположена область ор-

биты Мура – «восьмерка» [5] $((k, \varphi) = (0.484, 1.000))$. В верхней части рисунка находится область, связанная с орбитой Брука [6] $((k, \varphi) = (0.418, 1.571))$.

Вдоль оси абсцисс (прямолинейная задача) расположены области, в которых содержатся начальные условия для орбит, периоды которых приблизительно кратны периоду орбиты Шубарта. Кроме того, на рисунке наблюдаются два «хребта», один из которых (правый) тянется от орбиты Шубарта к S-орбите. От правого «хребта» отходят «ребра» – вытянутые области, соответствующие периодическим орбитам (или близким к ним), для которых значение периода $T > 10\tau$. Также наблюдаются два вертикальных «столба», примыкающих к оси абсцисс в окрестностях точек $(k = 0.10)$ и $(k = 0.31)$, соответствующих (с точностью до сдвига по фазе) периодической орбите с периодом $T \approx 1.8\tau$, равным удвоенному периоду орбиты Шубарта. Таким образом, имеет место бифуркация орбиты Шубарта. В области, центр которой находится в точке с координатами $(k, \varphi) \approx (0.45, 0.75)$, обнаружены начальные условия для периодических орбит, по своей геометрии занимающих промежуточное положение между S-орбитой и орбитой Мура [10].

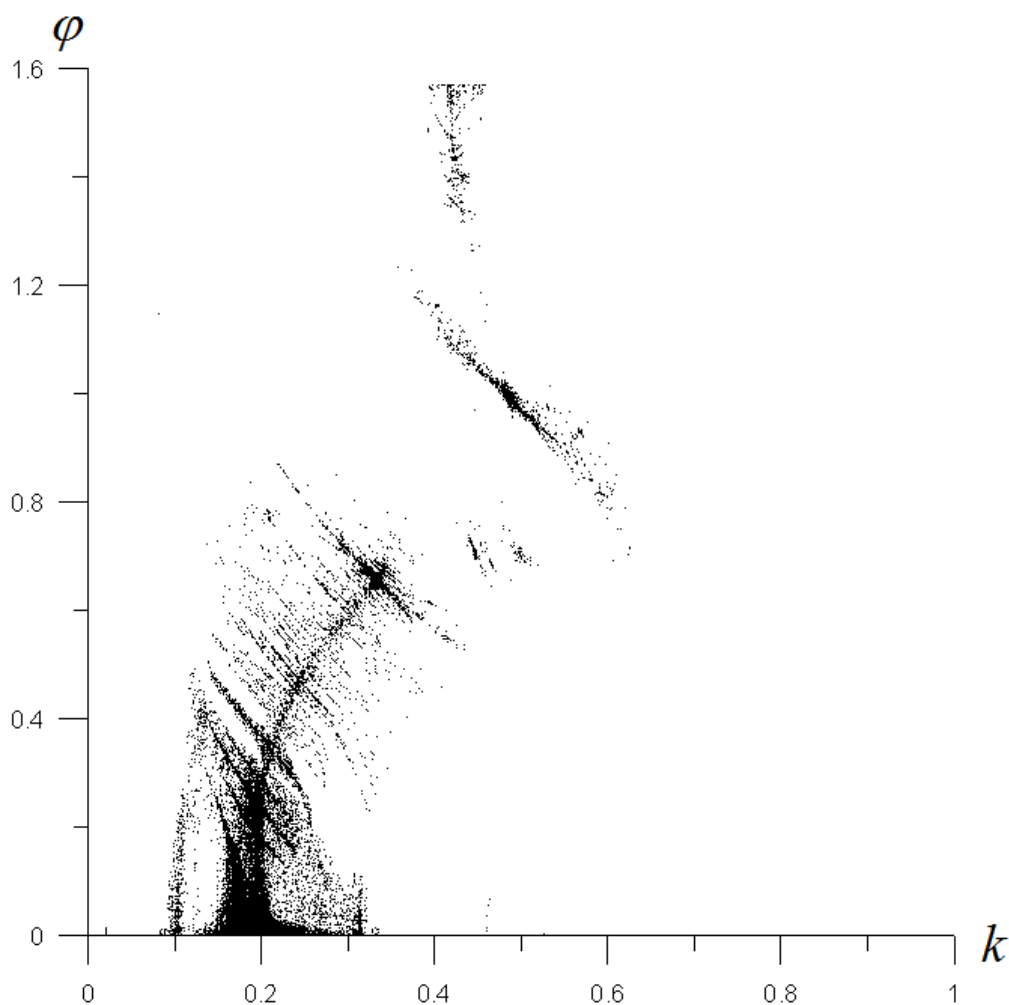


Рис. 1. Начальные условия (k, φ) для близких к периодическим орбит с периодами $T < 100\tau$.

Кроме связанных структур наблюдаются изолированные точки. Точки, лежащие на оси абсцисс, соответствуют периодическим орбитам в прямолинейной задаче, с периодами, приблизительно кратными периоду орбиты Шубарта. Выделяется одна точка с

координатами $(k, \varphi) \approx (0.028, 0.994)$. Соответствующая орбита отдаленно напоминает S-орбиту [10], её период приближенно равен квадрату периода S-орбиты.

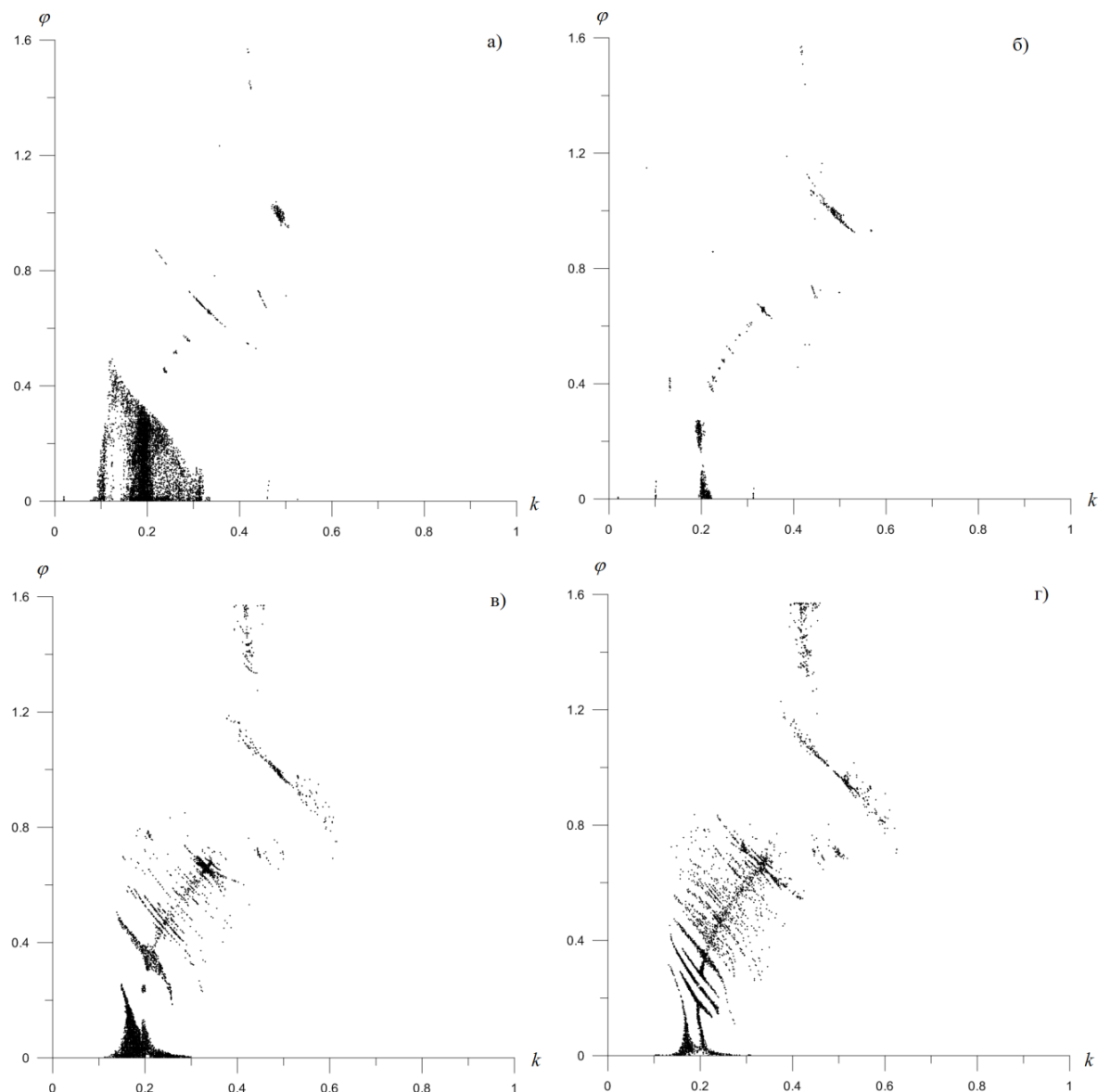


Рис. 2. Начальные условия (k, φ) для близких к периодическим орбит с периодами:
а) $T < 10\tau$; б) $10\tau < T < 20\tau$; в) $20\tau < T < 50\tau$; г) $50\tau < T < 100\tau$.

На рис. 2 приведены точки, соответствующие начальным условиям для близких к периодическим орбит для различных интервалов периодов. Рис. 2 состоит из четырех фрагментов, суперпозиция которых составляет рис. 1. На каждом из фрагментов с различной степенью контраста проявляются детали структуры, описанные выше при обсуждении рис. 1. Например, вертикальные «столбы» образуются короткопериодическими орбитами и отчетливо проявляются только на рис. 2а (несколько точек видны на рис. 2б) и вообще не проявляются на рис. 2в,г. С другой стороны, левый «хребет» и «ребра» четко наблюдаются только на рис. 2в,г.

На рис. 3-14 представлены примеры близких к периодическим орбит с периодами до 25τ . Орбиты с большими периодами на качественном уровне часто повторяют орбиты с меньшими периодами; при этом большие периоды кратны малым.

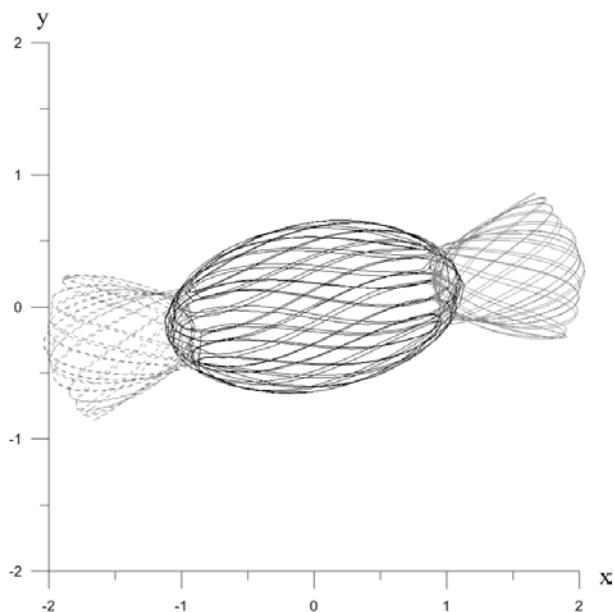


Рис. 3. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.259, 0.476), T = 22.56 \tau$.

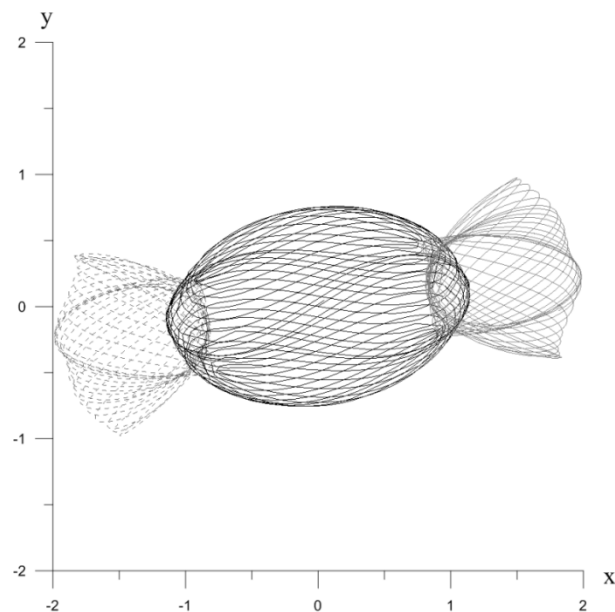


Рис. 4. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.264, 0.579), T = 24.32 \tau$.

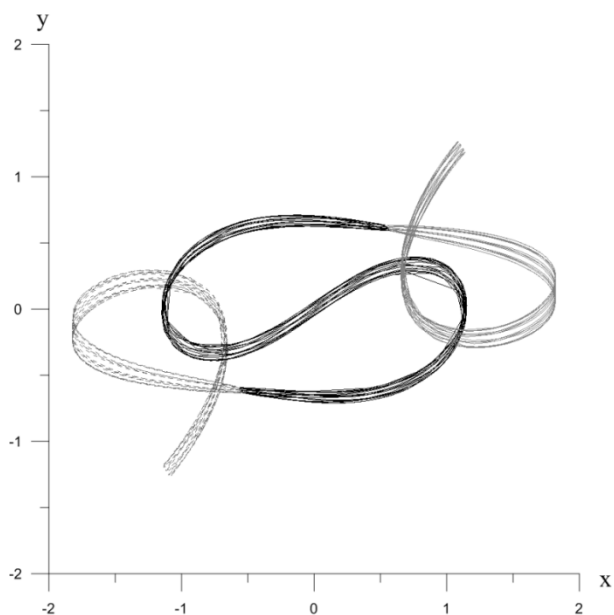


Рис. 5. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.330, 0.650), T = 21.48 \tau$.
Период данной орбиты равен 8 периодам S-орбиты.

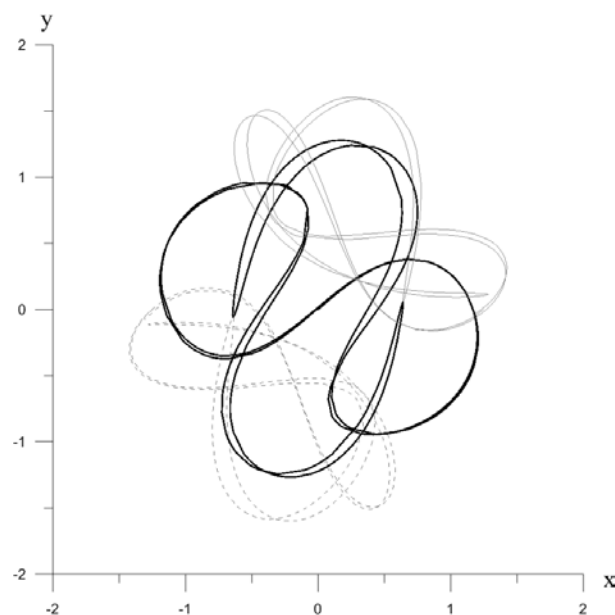


Рис. 6. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.501, 0.713), T = 6.08 \tau$.
Найдена впервые.

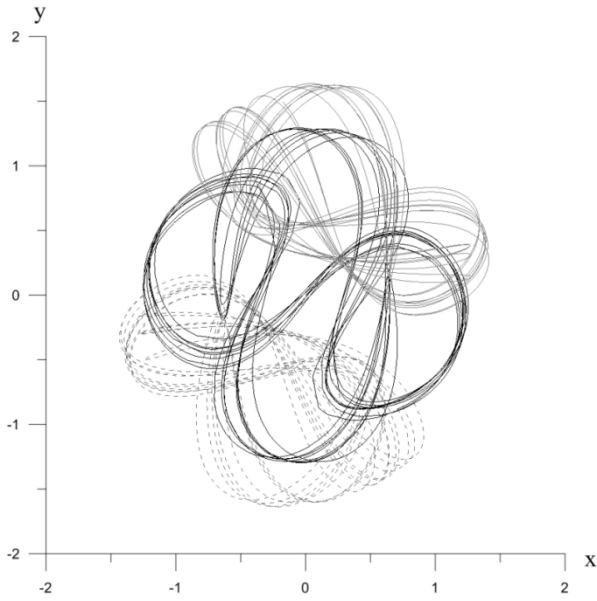


Рис. 7. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.499, 0.690)$, $T = 24.31 \tau$. Период равен приблизительно 9 периодам S-орбиты и 4 периодам орбиты на рис. 6.

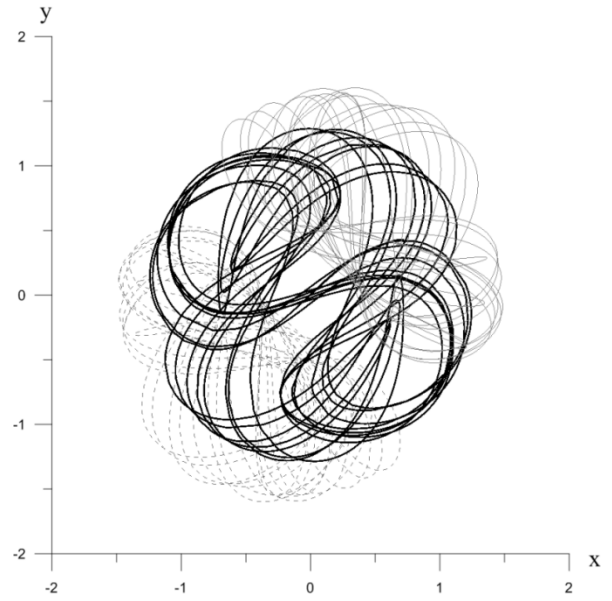


Рис. 8. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.480, 0.756)$, $T = 24.31 \tau$. Период равен периоду орбиты на рис. 7.

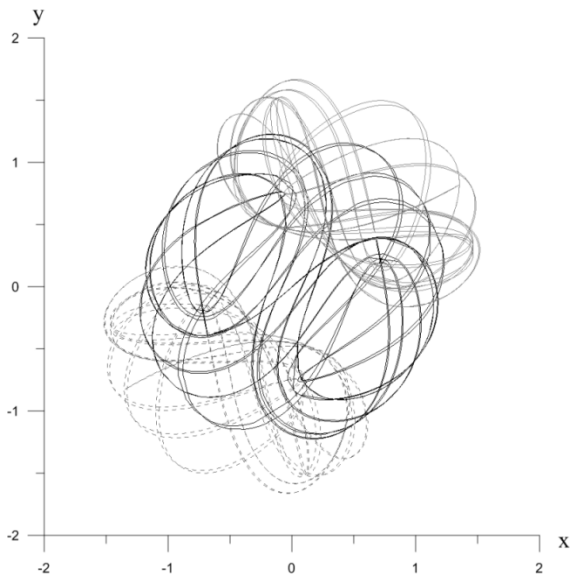


Рис. 9. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.458, 0.708)$, $T = 23.65 \tau$. Период равен приблизительно 14 периодам орбиты Мура.

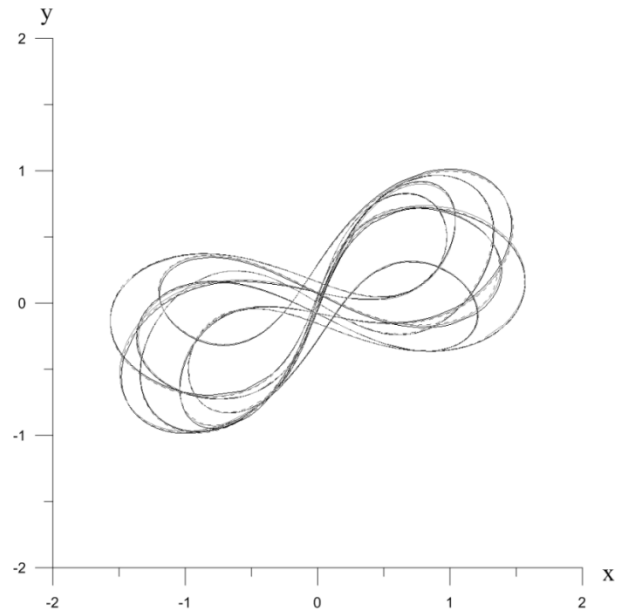


Рис. 10. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.385, 1.188)$, $T = 11.73 \tau$. Орбита является хореографией.

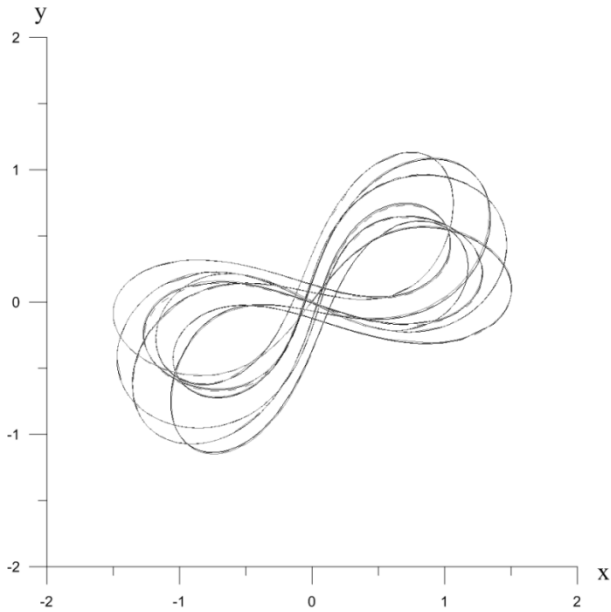


Рис. 11. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.567, 0.929), T = 11.73 \tau$. Орбита является хореографией, период равен 7 периодам орбиты Мура.

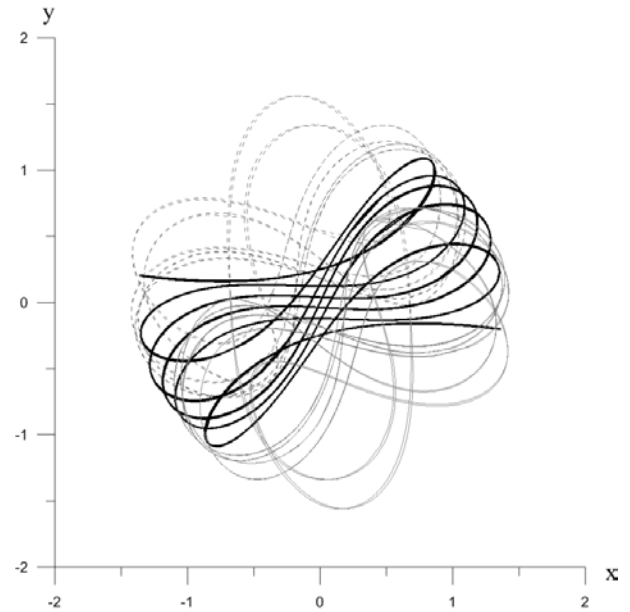


Рис. 12. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.459, 1.134), T = 18.40 \tau$. По топологии орбита занимает промежуточное положение между орбитами Мура и Брука.

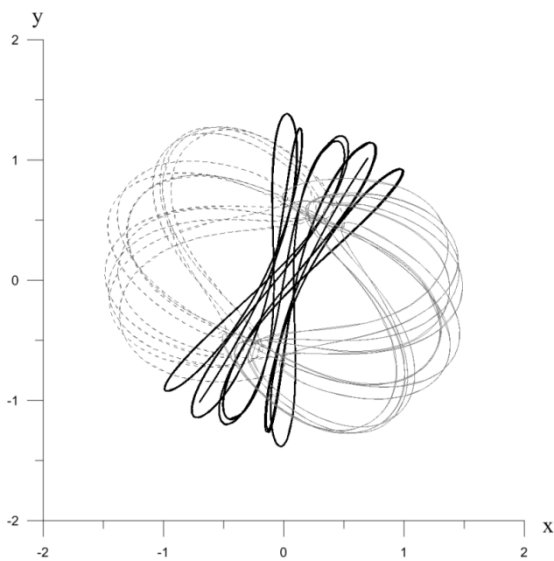


Рис. 13. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.419, 1.397), T = 21.68 \tau$. Период орбиты равен приблизительно 13 периодам орбиты Брука. Траектория центрального тела имеет две точки возврата.

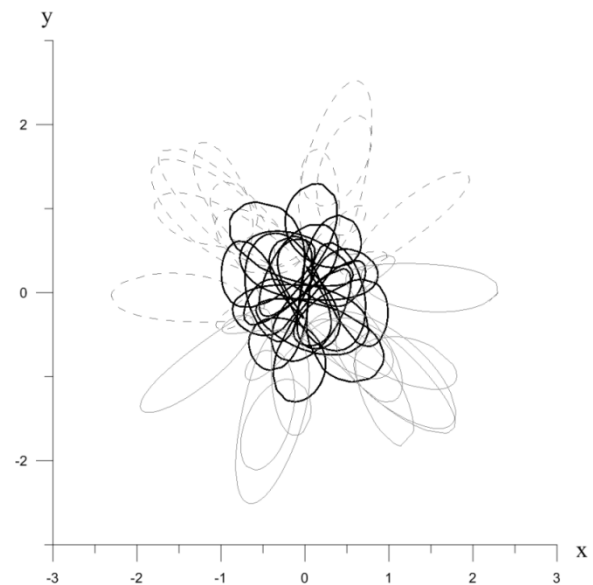


Рис. 14. Близкая к периодической орбита с начальными условиями $(k, \varphi) = (0.081, 1.148), T = 13.55 \tau$. Период орбиты приблизительно равен 15 периодам орбиты Шубарта, 5 периодам S-орбиты и 8 периодам орбит Мура и Брука.

Орбиты, представленные на рис. 3 и 4, относятся к одному семейству периодических орбит, связанному с орбитой Шубарта [4]. Периоды этих орбит кратны периоду $T = 0.90\tau$ орбиты Шубарта, соответственно, в 25 и 27 раз. Обе орбиты обладают центральной симметрией. Орбита на рис. 5 связана с S-орбитой [7], обладает центральной симметрией. Орбиты на рис. 6–8 относятся к одному семейству, порожденному орбитой, представленной на рис. 6. Дополнительным аргументом в пользу этого служит то, что периоды орбит на рис. 7 и 8 равны учетверенному периоду орбиты на рис. 6. Орбита на рис. 9 занимает промежуточное положение между семейством орбиты на рис. 6 и семейством орбиты Мура [6]. Два представителя семейства «восьмерки» изображены на рис. 10 и 11. Примечательно, что они имеют одинаковые периоды, равные 7 периодам «восьмерки» $T = 1.68\tau$. Обе эти орбиты являются хореографиями, т.е. все три тела движутся по одной и той же замкнутой кривой. Орбиты, изображенные на рис. 12 и 13, занимают промежуточное положение между семействами орбит Мура и Брука [5]. В обоих случаях траектория центрального тела имеет две точки возврата, как и орбита Брука, в тоже время витки траекторий всех трех тел описывают замкнутые и незамкнутые «восьмерки». Орбита, представленная на рис. 14, является уникальной, причем ее период кратен периодам четырех ранее известных порождающих орбит [4–7].

Заключение

Таким образом, в рамках общей задачи трех тел с компонентами равных масс и нулевым угловым моментом было обнаружено множество новых близких к периодическим орбит с периодами $T < 100\tau$. Некоторые впервые найденные орбиты представлены на рис. 3–14.

В области начальных условий, определяемых параметрами (k, φ) , обнаруженные орбиты образуют различные семейства. Принадлежность к тому или иному семейству определяется, в первую очередь, топологическим сходством и кратностью периода данной орбиты (порожденной) одному из нескольких периодов основных (порождающих) орбит.

В качестве порождающих орбит, как правило, выступают известные орбиты: орбита Шубарта ($T \approx 0.90\tau$), S-орбита ($T \approx 2.68\tau$), орбита Мура ($T \approx 1.68\tau$) и орбита Брука ($T \approx 1.67\tau$). Причем период S-орбиты примерно в три раза больше периода орбиты Шубарта, а периоды орбит Мура и Брука почти равны.

Новая орбита, представленная на рис. 6, с периодом $T \approx 6.08\tau$, по-видимому, является порождающей, т.к. её период не кратен ни одному из четырех перечисленных выше. Эта орбита является базовой для орбит, представленных на рис. 7 и 8 (периоды отличаются в 4 раза).

В дальнейшем планируется более детальное исследование отдельных семейств близких к периодическим орбит с целью выявления закономерностей эволюции геометрии орбит, как внутри семейств, так и между ними.

Литература

1. *C. Marchal*. The Three-Body Problem. Amsterdam: Elsevier, 1990.
2. *M. Valtonen, H. Karttunen*. The Three-Body Problem. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006.
3. *А.И. Мартынова, В.В. Орлов, А.В. Рубинов, Л.Л. Соколов, И.И. Никифоров*. Динамика тройных систем. Санкт-Петербург: Издательство СПбГУ, 2010.
4. *J. von Schubart*. Astron. Nachr. 283, 17 (1956).
5. *R. Broucke*. Astron. and Astrophys. 73, 303 (1979).
6. *C. Moore*. Phys. Rev. Lett. 70, 3675 (1993).
7. *А.И. Мартынова, В.В. Орлов, А.В. Рубинов*. Астрон. журн. 86, 765 (2009).
8. *M. Šuvakov, V. Dmitrašinović*. Phys. Rev. Lett. 110, 114301 (2013).
9. *M. Šuvakov*. Celest. Mech. Dyn. Astron. 119, 369 (2014).

10. П.П. Ясько, В.В. Орлов. Астрон. журн. 91, 978 (2014).
11. R. Montgomery. arXiv:math/0601269 (2006).
12. R. Bulirsch, J. Stoer. Num. Math. 8, 1 (1966).
13. S.J. Aarseth, K. Zare. Celest. Mech. 10, 185 (1974).
14. S.J. Aarseth. Gravitational N-Body Simulations. Tools and Algorithms. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003.

NEW CLOSE TO PERIODIC ORBITS IN THE GENERAL THREE-BODY PROBLEM

Iasko P.P.

St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

The Central Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

An original method for searching for regions of initial conditions giving rise to close to periodic orbits is proposed in the framework of the general three-body problem with equal masses and zero angular momentum. The proposed method minimizes a functional that calculates the sum of squared differences between the initial and current coordinates and the velocities of the bodies. The search is applied to close to periodic orbits with periods $T < 100\tau$, where τ is the mean crossing time for the components of the triple system. The regions of initial conditions, each corresponding to a particular periodic orbit, have been found. A criterion for the reliability of the results is that the initial conditions for the previously known stable periodic orbits are located inside the regions found. The trajectories of the bodies with the corresponding initial conditions are presented. The dynamics and geometry of the orbits under construction are described.

СПИСОК АВТОРОВ

Байдин А.Э. 5
Балашев С.А. 63
Белова О.М. 11
Бизуар К. 41
Боруха М.А. 15
Варшалович Д.А. 63
Вертоградов В.Д. 19
Гирдюк А. 23
Громов А.О. 31
Даниленко А. 49
Дурант М. 99
Зотов Л.В. 41
Зюзин Д. 49
Иванчик А.В. 63
Ихсанов Н.Р. 55
Каргальцев О.Ю. 99
Карпова А. 49
Ким В.Ю. 55
Кириченко А.Ю. 99
Клименко В.В. 63
Комарова Е.С. 71
Леонов В.А. 71
Miskaelian А.М. 77
Морченко Е.С. 11
Никифоров И.И. 31
Павлов Г.Г. 99
Рагонуан Г.М. 77
Расулова А.М. 91
Рыспаева Е.Б. 99
Сидоренков Н.С. 41
Соков Е.Н. 107
Толбин С.В. 115
Хохлов Г.А. 115
Шибанов Ю. 49
Шибанов Ю.А. 99
Штернин П. 49
Ясько П.П. 125