

РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ РАДИОЛИНИИ В ОРИОНЕ А НА 8 И 13 мм: ИОНИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА И ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА ЗВЕЗДЫ θ^1 C Ori, ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА И ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

© 2019 г. А. П. Цивилев^{1*}, В. В. Краснов², С. В. Логвиненко¹

¹Физический институт им. П. Н. Лебедева,

Пушчинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ, Москва, Россия

²Физический институт им. П. Н. Лебедева, Астрокосмический центр, Москва, Россия

Поступила в редакцию 19.02.2018 г.; после доработки 10.07.2018 г.; принята к публикации 04.09.2018 г.

На радиотелескопе РТ22 (Пушино) на волнах 8 и 13 мм были проведены наблюдения рекомбинационных радиолний (РРЛ) водорода, гелия (H, He) и углерода (C) в нескольких позициях НП области Орион А. Получены сведения об ионизационной структуре НП области. Поведение величины $y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ по туманности и модельные расчеты указывают, что эффективная температура (T_{eff}) звезды θ^1 C Ori находится в интервале 35 000–37 500 К, соответствуя спектральному классу $\approx \text{O6.5V}$, что важно для калибровки горячих O–В звезд. Измерены электронные температуры (T_e) этой НП области с учетом отклонения от локального термодинамического равновесия (LTE), получено их распределение по туманности до расстояний в 300 угл. сек от центра. Полученные температуры находятся в интервале 6600–8400 К, строго уменьшаясь в направлении на “восток” с расстоянием от центра, имеют также тенденцию снижения к периферии в направлениях на “юг” и “запад”. Получены данные о турбулентных скоростях (V_t) ионизованного газа и их распределение по туманности. Полученные по РРЛ H величины V_t находятся в интервале 9–13 км/с.

Ключевые слова: межзвездная среда, области НП, радиорекомбинационные линии.

DOI: 10.1134/S0320010819010078

ВВЕДЕНИЕ

Радиорекомбинационные линии (РРЛ) являются одним из мощных инструментов исследования межзвездной среды (Сороченко, Гордон, 2003). Они позволяют получать физические параметры НП областей и областей фотодиссоциации. Одна из важных задач — проверка стандартной космологической модели в части Первичного нуклеосинтеза Вселенной, который имел место в первые 2–3 мин после Большого Взрыва (см., например, Кок, Ваньони, 2017). Во время Первичного нуклеосинтеза в основном образовались ядра легчайших элементов, больше всего — гелия-4 (далее He). Одним из наиболее надежных способов измерения первичного содержания гелия являются измерения по наблюдениям рекомбинационных линий H (водорода) и He (гелия) от НП областей как в оптике (Изотов и др., 2014; Авер и др., 2015), так и в радиодиапазоне (Цивилев, 2009; Цивилев

и др., 2013). Однако наш опыт показывает, что при этом желательно проводить исследования НП областей: оценивать их физические параметры и исследовать ионизационную структуру, которая в большей степени определяется эффективной температурой ионизирующей звезды или группы звезд, и знание которой необходимо для аккуратной оценки содержания гелия.

Одной из таких НП областей является известная туманность Орион А. Мы давно исследуем эту область (Цивилев и др., 1986; Поппи и др., 2007; Поляков, Цивилев, 2007; Цивилев и др., 2014, 2016) по наблюдениям РРЛ. В этих работах была построена модель НП области, получено распределение относительного содержания гелия, $y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$, по туманности, проведена оценка эффективной температурой звезды.

В настоящей работе мы решили провести новые наблюдения РРЛ на 8 мм и 13 мм в Орионе А на радиотелескопе РТ22 (Пушино), используя усовершенствованную аппаратуру, и уточнить физические параметры НП области. На первом этапе

*Электронный адрес: tsivilev@prao.ru

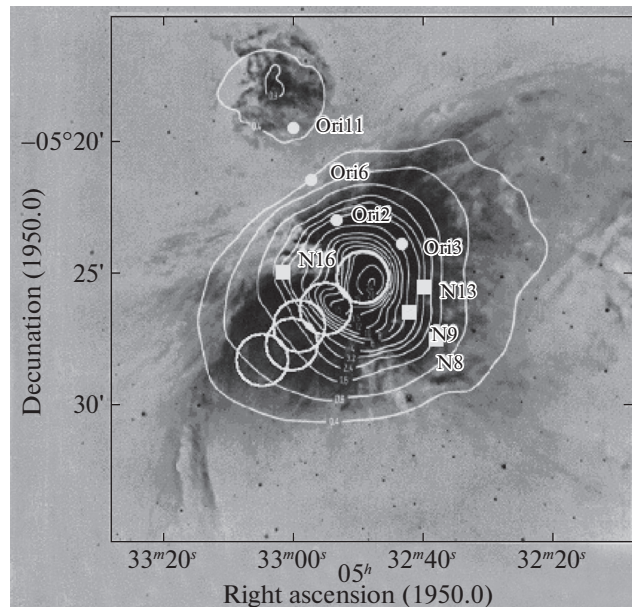


Рис. 1. Показаны позиции, в которых проводились наблюдения РРЛ на длине волны 8 мм (большие и малые окружности) и 13 мм (квадратики). На фоне карты туманности Орион А в оптике ($H\alpha$ and NII , Хуа, Луис, 1982), контурные линии — карта в континууме на 23 GHz (Вильсон, Паулс, 1984).

были получены физические параметры зоны фотодиссоциации — Орион Бар (Цивилев, 2014) как промежуточной области между горячим ионизованным газом и холодным молекулярным облаком.

В данной работе, в частности, мы решили повторить оценку эффективной температуры звезды (T_{eff}), ионизирующей туманность, что определяет ионизационную структуру туманности. Туманность Ориона и ее звездный состав являются одним из наиболее изученных объектов, однако по вопросу T_{eff} звезды θ^1 C Ori имеются разногласия с интервалом от 37 000 К до 45 000 К (см., например, Поляков, Цивилев, 2007). С решением этого вопроса связана и проблема выбора калибровки (зависимости T_{eff} от спектрального класса) горячих O–B звезд. Предполагается сделать оценку T_{eff} на основе поведения $y^+(r)$, полученного с большей точностью и надежностью и на больших угловых расстояниях (для 8 мм) от центра, чем ранее. А модельные расчеты будут проведены на основе более широкого диапазона моделей атмосфер звезд (Цивилев и др., 2013).

Также будут получены оценки электронной температуры (T_e) и турбулентных скоростей ионизованного газа, их распределение по туманности, что важно для моделирования и дальнейшего исследования туманности. В нашей работе Поппи и др. (2007) было замечено, что полученные T_e имеют тенденцию к спаду в направлении на юг. В данной работе мы решили более подробно рассмотреть

этот вопрос. Хотя измерения электронной температуры в Орионе делались не раз, поведение T_e (рост или спад) с расстоянием от центра остается дискуссионным (см., например, обсуждение в статье Вилсон и др., 2015). Поэтому получение новых добавочных экспериментальных данных будет важным вкладом по этому вопросу. Частично результаты были представлены в работе Цивилева (2014).

Статья состоит из следующих трех разделов: наблюдения, результаты и обсуждение, заключение.

НАБЛЮДЕНИЯ

Наблюдения РРЛ проводились на радиотелескопе РТ22 (Пушино). На рис. 1 показаны позиции по туманности Орион А, в которых проводились новые наблюдения РРЛ H, He и C (водорода, гелия и углерода) на длинах волн 8 и 13 мм. Часть наблюдений на 8 мм была опубликована (Цивилев, 2014), это большие окружности на рис. 1 с размером, равным диаграмме направленности ($\approx 2'$) РТ22 на 8 мм. Диаграмма направленности РТ22 на 13 мм — $2.6'$. Шумовая температура системы была 130–200 К на 13 мм и 220–300 К на 8 мм.

Наблюдения проводились методом ON–ON на основе диаграммной модуляции (Сороченко и др., 1985) сканами по ≈ 7 –10 мин. Расстояние между диаграммами составляло 23 угл. мин на 8 мм и 9 угл. мин на 13 мм.

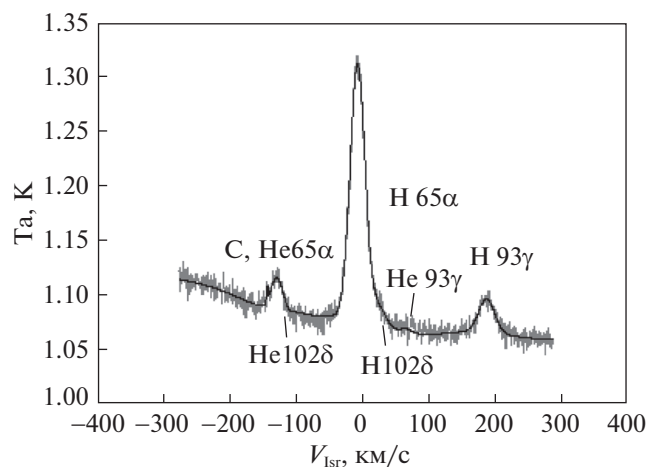


Рис. 2. Вид полученного спектра в позиции Ori N13 на 13 мм. По вертикальной оси — антенные температуры, по горизонтальной — лучевые скорости. Нуль соответствует нулевой скорости для РРЛ Н. Серая ломаная линия — полученный спектр, черная плавная линия — вписанный спектр.

Данные каждого скана калибровались к антенной температуре и корректировались за поглощение атмосферой. Затем определялись средние спектры по дням, и далее — средние между днями и сессиями, реализуя накопления сигнала в десятки часов (Цивилев, 1998). Параметры спектральных линий результирующего спектра определялись среднеквадратичной аппроксимацией спектров (фиттинг) методом максимальной окрестности (Смирнов, Цивилев, 1982). В основном использовался автокорреляционный анализатор спектра с числом каналов 2048 и частотной шириной — 50 МГц.

Часть данных на 8 мм (помечено звездочкой ниже в табл. 2) была получена на новом 2-х канальном приемнике (РРЛ смежных переходов, 56α и 57α наблюдались одновременно) и цифровом 2-х канальном анализаторе спектра с теми же характеристиками.

Одной из проблем было искажение нулевой линии спектрометра, которое возникает из-за интерференции шумов и принимаемого сигнала преимущественно при их отражении между основным зеркалом и контррефлектором радиотелескопа; искажения имеют квазисинусоидальную форму (Бахрах и др., 1976) с периодом, зависящим от расстояния между отражающими поверхностями (для РТ-22 ≈ 15 МГц). Согласно нашему опыту, метод борьбы с данными искажениями (*паразитный сигнал*) — это проведение наблюдений несколькими сессиями (длительностью ~ 10 сут) в разные сезоны года. Вследствие движения Земли по орбите вокруг Солнца положение спектральной линии смещается относительно паразитного сигнала. Поскольку частота наблюдений устанавливалась так, чтобы

спектральная линия была в одном и том же канале, то происходил сдвиг паразитного сигнала относительно линии. При усреднении спектров разных дат паразитный сигнал усреднялся с разными фазами, что приводило к уменьшению его размаха. Остаточный паразитный сигнал компенсировался при фиттинге полученных спектров введением синусоидальных членов в аппроксимирующую функцию для описания нулевой линии спектрограмм (Цивилев, 1998). Форма самих РРЛ описывалась гауссовым профилем (Сороченко, Гордон, 2003).

Вид полученных спектров на 8 мм можно посмотреть в работе Цивилева (2014), пример полученного нами спектра на 13 мм показан на рис. 2.

В табл. 1 приведены координаты точек наблюдений, название РРЛ, время накопления сигнала, параметры РРЛ: контраст линия/континуум, амплитуда линии в яркостных температурах (средних по диаграмме), ширина линии на уровне половинной интенсивности в км/с и ее лучевая скорость в км/с. В скобках указаны ошибки (одно среднеквадратичное отклонение). Параметры линий в позициях Ori Bar, Ori Bar-2, Ori Bar-3, Ori Bar-4 (помечены на рис. 1 окружностями соответственно с расстоянием от центра, звезда θ^1 С Ori, центральная позиция помечена как Ori A) представлены в работе Цивилева (2014).

В табл. 2 приведены физические параметры, полученные на основе анализа данных РРЛ.

Таблица 1. Полученные параметры РРЛ на РТ22

Источник	α_{1950} δ_{1950}	Линия	t , нак. ч	$T_i(H)/T_c$, %	T_L , ярк., К	ΔV , км/с	V_{lsr} , км/с
Ori 2	$5^h32^m53.5^s$ $-5^\circ23'07''$	H56 α	*	33.9%	8 мм		
		He56 α	65.5		0.6635 (0.002)	28.6 (0.12)	1.20 (0.30)
		C56 α			0.063 (0.0025)	27.20 (1.3)	-6.6 (1.1)
Ori 3	$5^h32^m43.5^s$ $-5^\circ23'58''$	H56 α	*	34.1%	0.041 (0.007)	2.6 (0.60)	9.20 (0.30)
		He56 α	79.0		Вариант 1		
		C56 α			0.711 (0.002)	28.1 (0.10)	-4.0 (0.30)
Ori 6	$5^h32^m56.7^s$ $-5^\circ21'30''$	H56 α	93.7	34.9%	0.075 (0.003)	28.6 (1.2)	-8.8 (1.0)
		He56 α			0.014 (0.006)	2.6 (1.3)	8.60 (0.50)
		C56 α			Вариант 2		
		H56 α			0.710 (0.002)	28.0 (0.09)	-4.0 (0.30)
		He56 α			0.077 (0.002)	21.4 (1.0)	-6.6 (0.7)
Ori 11	$5^h33^m00.^s$ $-5^\circ19'37''$	1C56 α	57.6	40.4%	0.038 (0.006)	2.5 (0.5)	8.30 (0.30)
		2C56 α			0.052 (0.007)	2.4 (0.4)	1.1 (0.30)
		H56 α			0.257 (0.003)	26.1 (0.28)	-5.14 (0.50)
Ori N13	$5^h32^m40.0^s$ $-5^\circ25'37''$	He56 α	39.6	22.1%	0.022 (0.003)	12.35 (1.8)	-2.7 (0.7)
		C56 α			0.058 (0.004)	4.48 (0.4)	7.80 (0.2)
		H93 γ			0.164 (0.004)	24.3 (0.57)	0.70 (0.50)
Ori N9	$5^h32^m42.0^s$ $-5^\circ26'36''$	He56 α	26.5	22.2%	0.030 (0.004)	17.1 (2.6)	-5.7 (0.9)
		C65 α			0.051 (0.007)	3.23 (0.5)	7.40 (0.2)
		H93 γ			13 мм		
Ori N8	$5^h32^m39^s$ $-5^\circ27'00''$	H65 α	54.0	19.4%	0.700 (0.003)	26.4 (0.18)	-4.10 (0.31)
		He65 α			0.091 (0.003)	19.9 (1.0)	-3.4 (0.5)
		C65 α			0.038 (0.008)	2.85 (0.7)	9.1 (0.6)
Ori N16	$5^h33^m0.3^s$ $-5^\circ25'06''$	H93 γ	15.9	23.08%	0.092 (0.003)	29.2 (1.1)	-4.1 (0.5)
		H65 α			0.921 (0.006)	27.7 (0.33)	-4.5 (0.6)
		He65 α			0.109 (0.006)	19.6 (1.6)	-4.9 (0.6)
Ori A	$5^h32^m49^s$ $-5^\circ25'16''$	C65 α	10.0	24.6%	0.074 (0.013)	3.90 (0.8)	8.3 (0.5)
		H93 γ			0.130 (0.006)	36.9 (1.9)	-5.2 (0.65)
		H65 α			0.300 (0.002)	29.2 (0.4)	-5.3 (0.3)
Ori A	$5^h32^m49^s$ $-5^\circ25'16''$	He65 α	10.0	24.6%	0.034 (0.002)	22.8 (2.1)	-5.5 (0.8)
		C65 α			0.040 (0.002)	36.0 (1.6)	-5.0 (0.7)
		H93 γ			0.853 (0.007)	27.0 (0.4)	-1.9 (0.3)
Ori A	$5^h32^m49^s$ $-5^\circ25'16''$	He65 α	10.0	24.6%	0.088 (0.008)	15.9 (2.0)	-1.5 (0.8)
		C65 α			0.070 (0.012)	6.60 (0.58)	9.9 (0.7)
		H93 γ			0.121 (0.007)	42.6 (2.61)	2.90 (0.99)
Ori A	$5^h32^m49^s$ $-5^\circ25'16''$	H65 α	10.0	24.6%	2.63 (0.014)	25.7 (0.24)	-2.0 (0.3)
		He65 α			0.296 (0.014)	18.3 (1.1)	-2.2 (0.5)
		H93 γ			0.386 (0.015)	31.5 (1.4)	-2.0 (0.6)

* Суммарное время по двум РРЛ перехода 56 α и 57 α .

Таблица 2. Некоторые результаты

Источник	$n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$, %	$T_e(\text{LTE})$	$T_e(\text{bn})$	$V_t(\text{H})$, км/с	$V_t(\text{He})$, км/с
	8 мм				
Ori A	8.3 (± 0.36)	8700 (52)	8170 (104)	11.6 (0.2)	9.4 (1.4)
Ori Bar	8.2 (± 0.55)	9900 (100)	8380 (200)	10.9 (0.3)	11.3 (1.5)
Ori Bar-2	7.3 (± 0.7)	8900 (135)	7330 (270)	11.7 (0.4)	7.6 (1.3)
Ori Bar-3	5.7 (± 0.66)	8500 (125)	7000 (250)	12.0 (0.4)	
Ori Bar-4	4.8 (± 0.8)	8100 (80)	6600 (160)	12.7 (0.3)	8.5 (2.6)
Ori2	9.1 (± 0.55)	8670 (66)	7340 (130)	13.2 (0.25)	14.5 (1.7)
Ori 3	9.5 (± 0.51 ; 1.2 sys)	9000 (57)	7420 (110)	12.6 (0.2)	15.5 (1.1)
Ori 6	4.0 (± 0.8)	8840 (250)	7480 (500)	11.0 (0.4)	6.4 (2.0)
Ori 11		8920 (360)			
	13 мм				
Ori N13	9.8 (± 0.60)	9240 (100)	8220 (200)	9.1 (0.4)	10.4 (1.1)
Ori N9	8.4 (± 0.83)	8940 (150)	7600 (300)	12.4 (0.6)	10.4 (1.8)
Ori N8	8.8 (± 0.97)	9540 (360)			
Ori N16	6.1 (± 0.95)	9000 (180)	8200 (360)	11.3 (0.7)	7.6 (4.2)
Ori A	8.0 (± 0.6)	8760 (110)	8370 (220)	10.0 (0.8)	9.3 (2.2)

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Ионизационная структура и эффективная температура звезды $\theta^1\text{C Ori}$

На рис. 3 приведено полученное распределение относительного содержания гелия, $y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ по туманности. Из рисунка видно, что в направлениях на север и запад имеется увеличение измеренного содержания гелия с расстоянием от центра $y^+(r)$ с максимумом на угловых расстояниях 100–150'', а затем спад. В направлении на восток измеренное значение $y^+(r)$ всегда падает с удалением от звезды. Значение y^+ в позиции N16 указывает спад и на северо-восток. Такое поведение подтверждает предположения, что область НII Орион А имеет структуру типа “блистер” с распределением плотности ядро — гало, что зона ионизации гелия меньше зоны ионизации водорода с разным соотношением для ядра и гало (Цивилев и др., 1986; Поппи и др., 2007): меньше для ядра (зона строго ограничена

по ионизации) и больше для гало, где зона НII ограничена частично по ионизации, а частично по плотности, соотношение которых может меняться от места к месту и по разным направлениям. В областях НII измеренное ($y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$) и действительное ($y = n(\text{He})/n(\text{H})$) содержание гелия связаны структурным фактором R :

$$y^+ = R * y, \quad (1)$$

где R определяется ионизационной структурой, т.е. соотношением размеров и мер эмиссий зон He^+ и H^+ (см., например, Цивилев и др., 2013).

То, что на восток имеется постоянный спад, означает, что в данном направлении зона НII строго ограничена по ионизации, R для ядра и гало будет одинаково и будет меньше единицы. Этот факт можно использовать для оценки источника ионизации НII области (звезда или группа звезд) (Цивилев, 1993; Цивилев и др., 2013). В этом случае фактор R будет сильно зависеть от свойств звезды, в основном от ее эффективной температуры

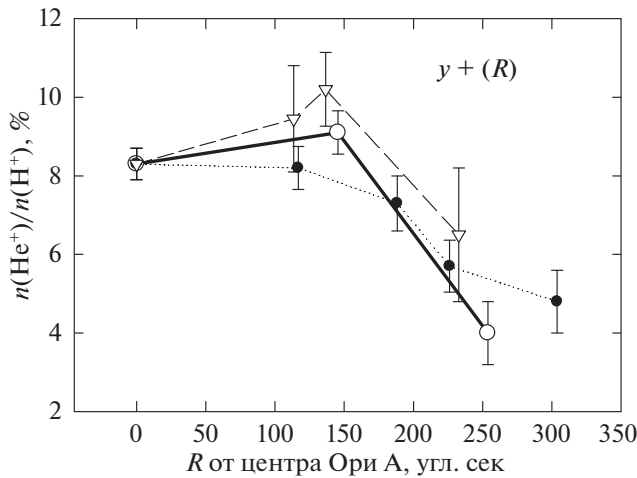


Рис. 3. Распределение измеренного значения, $y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$, с расстоянием от центра НII области (Ori A). Черные кружочки — направление на восток: Ori A — Ori Bar-4; белые кружочки — направление, условно на север: Ori A — Ori 6; треугольники — условно на запад: Ori A — Ori 3-7 и N13.

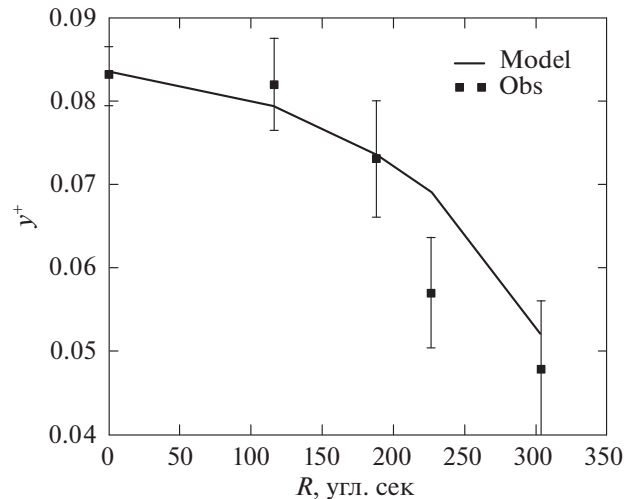


Рис. 4. Пример модельных расчетов для описания поведения $y^+(r)$ в направлении на восток, Ori A — Ori Bar-4. По вертикальной оси — значения y^+ , по горизонтальной — расстояние от центра НII области.

Тэф (Цивилев и др., 2013). В Орионе А это звезда θ^1 С Ori. Мы провели модельные расчеты поведения $y^+(r)$ “на восток”. Более подробное описание расчетов можно найти в работах Цивилев и др. (2013), Ершов и др. (1998), частично — в работе Полякова, Цивилева (2007).

Степень ионизации элементов Н и He определялась из системы уравнений ионизационного баланса. При этом строго учитывалось влияние метастабильного уровня гелия и пыли. В результате расчетов получались распределения степеней ионизации He и H с расстоянием от центра зоны НII. Затем считались интегральные интенсивности рекомбинационных радиолний I(H) и I(He) с расстоянием от центра и с учетом диаграммы направленности, и далее их отношение сравнивалось с полученной зависимостью $y^+(r)$ (рис. 4). Для включения ионизиющего ультрафиолетового излучения использовались несколько наиболее принятых моделей атмосфер звезд (Цивилев и др., 2013).

Проведенные модельные расчеты указывают, что T_{eff} источника ионизации находится в интервале 35 000–36 500 К. Если учесть, что ионизация данной области НII производится не одной звездой, а группой (Копети, Бика, 1983), то реальная T_{eff} звезды θ^1 С Ori будет более горячей (~ на 1000 К, Копети, Бика, 1983), т.е. будет находиться в расширенном интервале 35 000–37 500 К. Это согласуется с более ранними нашими оценками (Поляков, Цивилев, 2007) с $T_{\text{eff}} \sim 37 000$ К. В дальнейшем мы планируем более детально картировать восточное и северо-восточное направления

в РРЛ Н и He, чтобы более детально определить поведение $y^+(r)$ и уточнить интервал T_{eff} .

Как уже говорилось выше, по вопросу T_{eff} звезды θ^1 С Ori имеются разногласия с интервалом от 37 000 К до 45 000 К (см., например, Поляков, Цивилев, 2007). Наши данные указывают на нижнюю часть интервала. Более того, возникает возможность внести некоторые ограничения в вопросе калибровки горячих О–В звезд. По исследованиям в оптическом диапазоне было надежно показано (Стаhl и др., 2008), что спектральный класс звезды θ^1 С Ori $\sim \text{O7V}$. Однако, по нашему мнению, их данные, скорее, указывают на интервал величин O6–O7V, т.е. на спектральный класс звезды $\sim \text{O6.5V}$ (см. рис. 6 из работы Стаhl и др., 2008). Известно, что одной из проблем является калибровка О–В звезд: соответствие спектрального класса звезды и ее T_{eff} . Например, Вакка и др. (1996) полагают, что звезде спектрального класса O6.0V соответствует $T_{\text{eff}} \approx 43 600$ К, в то время как Потташ и др. (1979) считают, что $T_{\text{eff}} \approx 36 500$ К. На рис. 5 представлены наиболее принятые калибровки О–В звезд и область значений, которую выделяют наши данные. Последние свидетельствуют (рис. 5) в пользу калибровки звезд Потташа и др. (1979) и Массея и др. (2005). Это является интересным результатом, указывая на некоторые экспериментальные ограничения в вопросе выбора калибровки горячих О–В звезд. С другой стороны, мы понимаем, что это лишь один из способов оценки T_{eff} , и, конечно, дальнейшие работы в этом направлении должны приветствоваться.

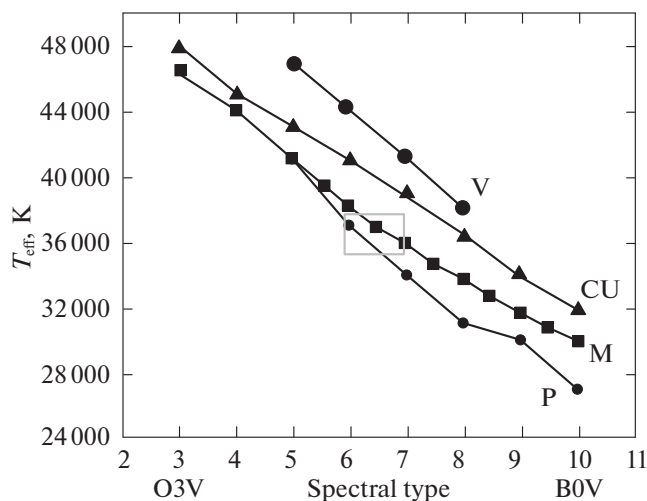


Рис. 5. Калибровка О–В звезд (T_{eff} в Кельвинах от спектрального класса): P — Потташ и др. (1979); M — Массей и др. (2005); CU — Конти, Андерхилл (1988); V — Вакка и др. (1996). Прямоугольник в центре — наши оценки.

В недавней статье О’Делл и др. (2017) было указано, что на юго-восточной окраине туманности значительную роль в ионизации среды может играть звезда θ^2 Ori A.

Эта звезда, являясь звездой спектрального класса O9.5 V, имеет видимую звездную величину $M = 5.064$ (Варрен, Хессер, 1977). А более яркая звезда, θ^1 C Ori, имеет $M = 5.132$ (Варрен, Хессер, 1977). Если бы они находились на одном расстоянии от нас, то θ^1 C Ori должна была быть ярче и иметь звездную величину на 0.7–1.2 зв. величин меньше (Конти, Андерхилл, 1988, табл. 1–19), чем $M = 5.064$. Разницу в 0.76–1.26 зв. величин, очевидно, дает поглощение гало НII области Орион А. Следовательно, звезда θ^2 Ori A находится к нам ближе: или за границами области НII, или практически на границе. Размер (радиус) гало можно ожидать до $\sim 12'$ (Рубин и др., 2011), т.е. до ~ 1.4 пк. Можно оценить разницу расположения звезд и другим способом, по поглощению излучения звезды θ^1 C Ori. Если взять модель НII области (Цивилев и др., 1986) и стандартное поглощение в межзвездной среде (Пикельнер, 1976, с. 356), то поглощение, например, в 1.1 зв. величин может обеспечить ≈ 2.0 пк внешней части НII области. Обе оценки согласуются в том, что по лучу зрения звезда θ^2 Ori A находится к нам ближе на ~ 1 –2 пк, чем θ^1 C Ori. А позиция Ori Bar находится в $2'$ (≈ 0.23 пк) от центра области НII (звезда θ^1 C Ori). Поэтому, находясь дальше от используемых позиций Ori Bar–Ori Bar-4 и имея в 10–20 раз меньший ионизирующий поток (Симон-Диаз, Стасинска, 2008, табл. 2), чем звезда θ^1 C Ori, звезда θ^2 Ori A не могла ощутимо повлиять на ионизацию исследуемых позиций.

Можно отметить еще одну важную вещь. В местах, где наблюдается пик значений y^+ , фактор R , вероятно, близок к единице (см. рис. 9 из работы Поппи и др., 2007). Для установленной ионизационной структуры это означает, что действительное содержание гелия в Орионе А, $n(\text{He})/n(\text{H})$, будет не меньше, чем максимальное значение y^+ . Отсюда можно сделать вывод и об ограничении на первичное содержание гелия (Y_p , отношение He/H по массе) снизу. Предварительная оценка (Цивилев и др., 2016) следующая:

$$Y_p \geq 25.19 (\pm 1.15)\%. \quad (2)$$

В пределах ошибок это не противоречит результатам статей, указанных во Введении. Работа по уточнению этого результата продолжается.

Электронная температура ионизованного газа

Измерение электронной температуры (T_e) в Орионе делалось не раз, но поведение T_e с расстоянием от центра остается под вопросом. В одних работах наблюдатели видят спад к периферии туманности (Вильсон, Джагер, 1987; Гопал-Кришна и др., 1988), в других — нет (Вильсон и др., 1997). Модельные расчеты указывают, что T_e ожидается почти постоянной по туманности (см., например, Рубин, 1984). В более новых работах (Поппи и др., 2007; Вильсон и др., 2015) все больше аргументов, что имеется спад T_e к периферии. Например, Вильсон и др. (2015) по РРЛ N106 α нашли, что среднее значение T_e на расстоянии в $4'$ от центра по направлениям восток, запад и юг равно $7200 (\pm 100)$ К, что ниже по сравнению с центральным значением $8300 (\pm 200)$ К.

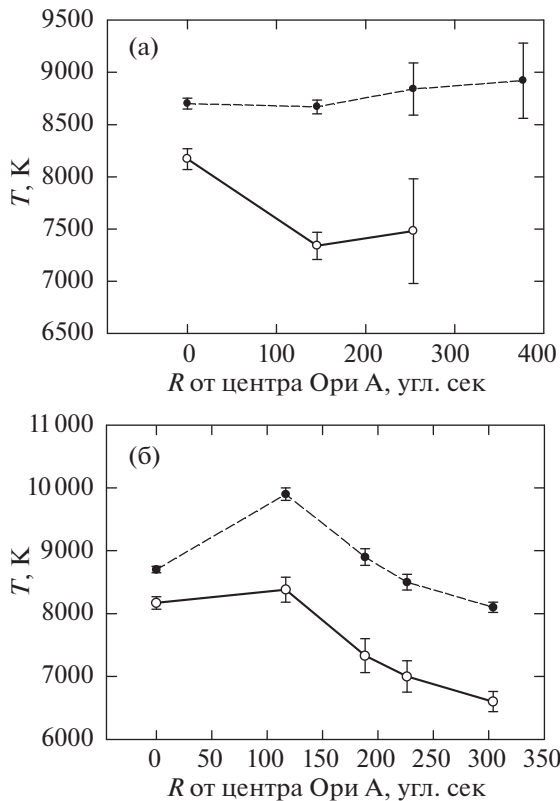


Рис. 6. Электронная температура с расстоянием от центра Ори А: (а) — направление на север, (б) — направление на восток. Светлые знаки — с учетом отклонения от LTE, темные — без учета.

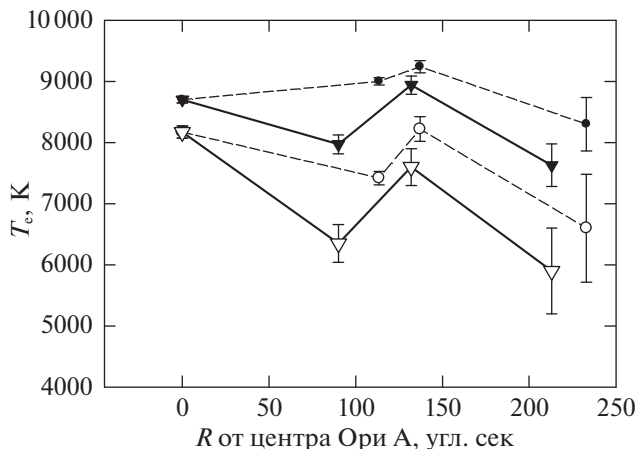


Рис. 7. Электронная температура в направлении на запад (кружочки) и юг (треугольники). Заполненные знаки — измеренные T_e для случая LTE, светлые знаки — с учетом отклонения от LTE.

РРЛ позволяют по контрасту линия/континуум определить электронную температуру (T_e) ионизованного газа (Сороченко, Гордон, 2003). Это было

нами сделано (по РРЛ Н) как для случая LTE (локальное термодинамическое равновесие), так и с учетом отклонения от LTE, результат представлен на рис. 6, 7 и табл. 2. На первом шаге мы определяли T_e (LTE) по упрощенной формуле (Цивилев и др., 2002), затем итерациями определяли ее по более точной формуле (Сороченко, Гордон, 2003), учитывая вклад электронов от ионизации гелия в излучение континуума по измеренным здесь значениям y^+ .

На высоких радиочастотах (где оптическая толщина значительно меньше единицы, наш случай) учет отклонения от LTE достаточно сделать по следующей формуле (Сороченко, Гордон, 2003):

$$T_e \approx T_e(\text{LTE}) \times b_n^{0.87}. \quad (3)$$

Для этого были использованы расчеты коэффициентов отклонения населенности возбужденных уровней водорода (b_n) от LTE (Салем, Броклехест, 1979) и измерения электронной плотности в оптике (Меза-Делгадо и др., 2008). Поскольку коэффициенты b_n определялись интерполяцией по расчетным таблицам, и это вносило некую дополнительную ошибку, то для скорректированных T_e мы увеличили ошибку в 2 раза.

В направлении на центр (позиция Ori A) наши данные согласуются с прежними и наиболее точными измерениями T_e по РРЛ, $T_e = 8000 (\pm 100)$ К (Сороченко и др., 1988). В пределах ошибок согласуются и с приведенным выше значением из статьи Вильсона и др. (2015).

Из рис. 6 видно, что на восток имеется строгое снижение T_e с расстоянием от центра как по LTE температурам, так и по реальным. Однако в районе Ori Bar ($\approx 2'$ от центра) намечается локальный пик. Значение T_e в позиции N16, находясь на севере области Ori Bar (направление северо-восток от центра), также поддерживает наличие локального пика. Интересно, что в оптике тоже виден локальный пик в районе Ori Bar (Меза-Делгадо и др., 2008). По всей видимости, это реальное повышение температуры в данном месте, связанное, вероятно, с наличием резкой границы ядра области NII и молекулярного облака.

В направлении на север (рис. 6а) по реальным T_e имеется спад, а по LTE температурам спада не видно, т.е. спад в этом направлении — под вопросом.

Привлекая данные наблюдений РРЛ работы Поппи и др. (2007) и полученные здесь на 8 и 13 мм, можно сказать, что на запад и юг (рис. 7) тоже имеется тенденция к спаду с большим наклоном для юга. Для более уверенного вывода желательно промерить T_e на большие расстояния в этих направлениях, что и планируется в дальнейших работах. Еще можно заметить тенденцию,

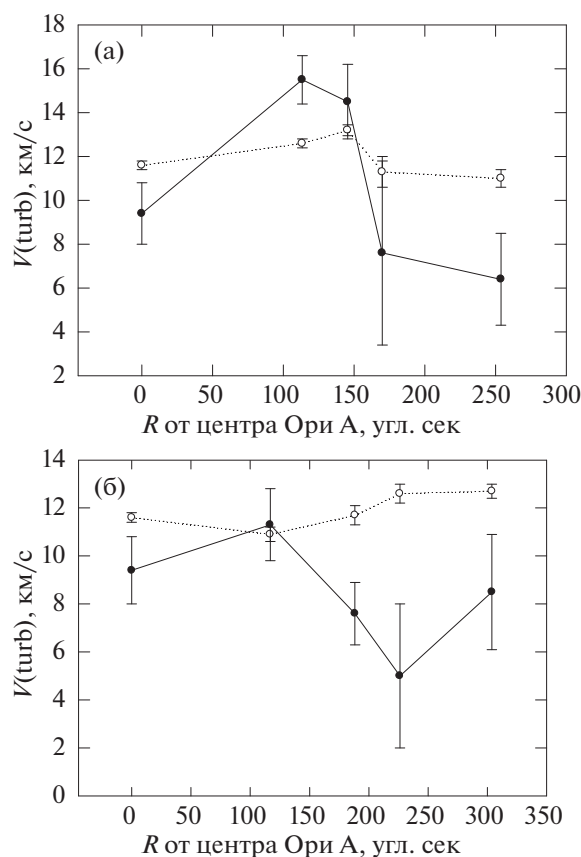


Рис. 8. Турбулентные скорости, определенные по РРЛ Н (светлые знаки) и по He (темные знаки): (а) — с расстоянием от центра Ori A с общим направлением на север (Ori A — Ori6, включая Ori3 и N16), (б) — с расстоянием от центра Ori A по направлению на восток (Ori A — Ori Bar-4).

что измеренные T_e , до расстояний 100–150'' имеют медленный спад, а далее спад ускоряется.

В оптике также было получено снижение T_e (причем достаточно достоверное) с расстоянием от центра (Меза-Делгадо и др., 2008), правда, на меньшем протяжении — до 120'' от центра. Наши данные указывают, что снижение продолжается дальше, до расстояний ~300'' от центра. Как одно из возможных объяснений, такое снижение T_e к периферии может быть связано или с уменьшением плотности (Вильсон, Джагер, 1987), или с увеличением количества тяжелых элементов к периферии, особенно кислорода и серы, которые являются хладагентами (Спитцер мл., 1981).

Авторы работы Меза-Делгадо и др. (2008) привели формулу линейного спада T_e с расстоянием, что позволяет произвести сравнение полученных величин T_e на всех наших расстояниях. Оказалось, что T_e , измеренные по РРЛ, имеют меньшие значения, чем оптические данные, полученные по линии

[OII] (Меза-Делгадо и др., 2008) на 150–800 К. По линиям [NII] отличие еще больше.

Подробное сравнение данных РРЛ с оптическими данными проведено в статье Вильсон и др. (2015). Авторы считают, что до расстояний в 2' от центра T_e по РРЛ и оптике ведут себя сходно, падают. Затем (см. рис. 6 из работы Вильсон и др., 2015) T_e по РРЛ продолжает падать (по крайней мере до 4'), а по оптике идет рост. Наши данные говорят, спад по РРЛ идет дальше, до 5' от центра. Тем самым подтверждаются выводы работы Вильсон и др. (2015).

Турбулентные скорости ионизованного газа

Согласно теории РРЛ, на данных радиочастоты линии имеют гауссову форму с шириной, являющейся сверткой теплового и турбулентного уширения (Сороченко, Гордон, 2003). Поскольку мы измерили T_e , то можем рассчитать тепловое уширение и затем выделить турбулентное из наблюдаемой ширины РРЛ. Так мы можем получить турбулентные скорости (V_t) ионизованного газа. Используя рабочую формулу для РРЛ водорода из книги Сороченко, Гордона (2003, с. 143), можно записать следующее выражение:

$$V_t = 0.6(\Delta V^2 - 4.55 \times 10^{-2} T_e \times M(H)/M_i)^{1/2}, \quad (4)$$

где ΔV — ширина РРЛ по половинной интенсивности в км/с, T_e — электронная температура в кельвинах, $M(H)/M_i$ — отношение массы атома водорода и исследуемого элемента.

На рис. 8 показано полученное распределение V_t как по водородным, так и по гелиевым РРЛ (табл. 2). Видно, что по РРЛ Н нет явной зависимости V_t от расстояния, хотя в направлении на восток видна тенденция слабого роста. По РРЛ He намечается спад на расстояниях далее 100–150'' от центра, что может означать, что зоны Н⁺ и He⁺ занимают разные объемы в этих направлениях. Полученные величины V_t (по РРЛ Н) находятся в интервале 9–13 км/с и согласуются с прежними измерениями, например Сороченко и Берулис (1969). А вообще, измеренные значения V_t по НII областям лежат в интервале от 5 до 25 км/с (Сороченко, Гордон, 2003). Однако подавляющая часть измерений произведена на основе LTE температур, в то время как наши измерения — по реальным T_e , т.е. очерчивают (по крайней мере, для Ориона А) более реальный интервал значений.

Известно, что ионизованный газ в Орионе А расширяется в сторону на наблюдателя. Об этом говорит разница лучевых скоростей РРЛ углерода

и водорода (табл. 1). Расширение может дополнительно уширять РРЛ. Действительно, ширины РРЛ Н вне центра больше, чем в центральной позиции (табл. 1, см. также Поппи и др., 2007). Можно было ожидать и больших значений V_t вне центра. Такая тенденция намечается, но явной зависимости пока не видно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На радиотелескопе RT22 (Пушино) на волне 8 и 13 мм были проведены наблюдения рекомбинационных радиолний (РРЛ) водорода, гелия (H, He) и углерода (C), в нескольких позициях НП области Орион А, а именно: 9 позиций на 8 мм и 5 позиций на 13 мм.

1. Получены сведения об ионизационной структуре НП области. Получено распределение относительного содержания гелия, $y^+ = n(\text{He}^+)/n(\text{H}^+)$ по туманности. В направлениях на север и запад имеется увеличение измеренного содержания гелия с расстоянием от центра $y^+(r)$ с максимумом на угловых расстояниях 100–150", а затем спад. В направлении на "восток" измеренное значение $y^+(r)$ всегда падает с удалением от звезды.

2. Поскольку на восток имеется постоянный спад величины y^+ , это означает, что в данном направлении зона НП строго ограничена по ионизации. Этот факт был использован для оценки эффективной температуры (T_{eff}) звезды θ^1 С Ори как основного источника ионизации области НП. Модельные расчеты показали, что T_{eff} звезды θ^1 С Ори находится в интервале 35 000–37 500 К. Поскольку эта звезда соответствует спектральному классу $\approx \text{O6.5V}$, то этот результат позволяет указать некоторые экспериментальные ограничения на выбор калибровки горячих О–В звезд, свидетельствуя в пользу калибровок звезд Потташа и др. (1979) и Массея и др. (2005).

3. По контрасту РРЛ водорода (линия/континуум) определены электронные температуры (T_e) ионизованного газа как для случая LTE (локальное термодинамическое равновесие), так и с учетом отклонения от LTE. Полученные температуры находятся в интервале 6600–8400 К, строго уменьшаясь в направлении на восток с расстоянием от центра, имеют также тенденцию снижения к периферии в направлениях на юг и запад.

4. Получены данные о турбулентных скоростях (V_t) ионизованного газа и их распределении по туманности как по РРЛ Н, так и по РРЛ He. Полученные по РРЛ Н величины V_t находятся в интервале 9–13 км/с.

Авторы благодарны С.Ю. Парфенову за проведение модельных расчетов и полезные замечания.

Работа частично поддержана программой Президиума РАН "Космос: исследования фундаментальных процессов и их взаимосвязей".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авер и др. (E. Aver, K.A. Olive, and E.D. Skillman), *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **07**, 011 (2015).
2. Бахрах Л.Д., Григорьева М.И., Сороченко Р.Л., *Изв. вузов. Радиофизика* **19**, 1614 (1976).
3. Вакка и др. (W.D. Vacca, C.D. Garmany, and J.M. Shull), *Astrophys. J.* **460**, 914 (1996).
4. Варрен, Хессер (W.H. Warren, jr. and J.E. Hesser), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **34**, 115 (1977).
5. Вильсон и др. (T.L. Wilson, T.M. Bania, and D.S. Balser), *Astrophys. J.* **812**, 45 (2015).
6. Вильсон, Джаргер (T.L. Wilson and B. Jaeger), *Astron. Astrophys.* **184**, 291 (1987).
7. Вильсон и др. (T.L. Wilson, L. Filges, C. Codella, W. Reich, and P. Reich), *Astron. Astrophys.* **327**, 1177 (1997).
8. Вильсон, Паулс (T.L. Wilson and T. Pauls), *Astron. Astrophys.* **138**, 225 (1984).
9. Гопал-Кришна и др. (Gopal-Krishna, R. Subramanyan, G. Swarup, C. Thum, and H. Steppe), *Vistas Astron.* **31**, 207 (1988).
10. О'Делл и др. (C.R. O'Dell, W. Kollatschny, and G.J. Ferland), *Astrophys. J.* **837**, 151 (2017).
11. Ершов и др. (D. Ershov, S.A. Gulyaev, A. Ivanchik, D.A. Varshalovich, and A. Tsivilev), *Astron. Astrophys. Trans.* **15**, 281 (1998).
12. Изотов и др. (Y.I. Izotov, T.X. Thuan, and N.G. Guseva), *MNRAS* **445**, 778 (2014).
13. Конти, Андерхил (P.S. Conti and A.B. Underhill), *CNRS (NASA, Washington, 1988)*, SP-497.
14. Кок, Ваньони (A. Coc and E. Vangioni), *Internat. J. Modern Phys. E*, **26**, 08 (2017).
15. Копети, Бика (M.V.F. Copetti and E.I.D. Bica), *Astrophys. Sp. Sci.* **91**, 381 (1983).
16. Массей и др. (P. Massey, J. Puls, A.W.A. Pauldrach, F. Bresolin, R.P. Kudritzki, and T. Simon), *Astrophys. J.* **627**, 477 (2005).
17. Меза-Делгадо и др. (A. Mesa-Delgado, C. Esteban, and J. Garcia-Rojas), *Astrophys. J.* **675**, 389 (2008).
18. Пикельнер С.Б., *Физика космоса. Маленькая энциклопедия* (Советская энциклопедия, М., 1976), с. 356.
19. Поляков А.М., Цивилев А.П., *Письма в Астрон. журн.* **33**, 39 (2007) [A.M. Polyakov, A.P. Tsivilev, *Astron. Lett.* **33**, 34 (2007)].
20. Поппи и др. (S. Poppi, A.P. Tsivilev, S. Cortiglioni, G.G.C. Palumbo, and R.L. Sorochenko), *Astron. Astrophys.* **464**, 995 (2007).
21. Потташ и др. (S.R. Pottasch, P.R. Wesselius, and R.J. VanDuinen), *Astron. Astrophys.* **77**, 189 (1979).
22. Рубин (R.H. Rubin), *Astrophys. J.* **287**, 653 (1984).
23. Рубин и др. (R.H. Rubin, J.P. Simpson, C.R. O'Dell, I.A. McNabb, S.W.J. Colgan, S.Y. Zhuge, G.J. Ferland, and S.A. Hidalgo), *MNRAS* **410**, 1320 (2011).

24. Салем, Броклехест (M. Salem and M. Brocklehurst), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **39**, 633 (1979).
25. Симон-Диаз, Стасинска (S. Simon-Diaz and G. Stasińska), *MNRAS* **389**, 1009 (2008).
26. Смирнов Г.Т., Цивилев А.П., *Астрон. журн.* **59**, 1020 (1982) [G.T. Smirnov, A.P. Tsivilev, *Sov. Astron.* **26**, 616 (1982)].
27. Сороченко и Берулис (R.L. Sorochenko and I.I. Berulis), *Astroph. Lett.* **4**, 173 (1969).
28. Сороченко Р.Л., Берулис И.И., Гусев А.В., Лехт Е.Е., Нагорных Л.М., Смирнов Г.Т., *Тр. Физ. ин-та им. П.Н. Лебедева* **159**, 53 (1985).
29. Сороченко Р.Л., Гордон М.А., *Рекомбинационные радиолинии. Физика и астрономия* (М.: Физматлит, 2003).
30. Сороченко и др. (R.L. Sorochenko, G.T. Smirnov, and G. Rydbeck), *Astron. Astrophys.* **198**, 233 (1988).
31. Спитцер Л. мл., *Физические процессы в межзвездной среде* (М.: Мир, 1981).
32. Стахл и др. (O. Stahl, G. Wade, V. Petit, B. Stober, and L. Schanne), *Astron. Astrophys.* **487**, 323 (2008).
33. Хуа, Луис (C.T. Hua and R. Louise), *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **88**, 477 (1982).
34. Цивилев А.П., *Диссерт. на соискание звания к.ф.-м.н.* (М.: ФИАН, 1998).
35. Цивилев А.П., *Астрон. журн.* **70**, 72 (1993) [A.P. Tsivilev, *Astronomy Rep.* **37**, 39 (1993)].
36. Цивилев А.П., *Письма в Астрон. журн.* **35**, 745 (2009) [A.P. Tsivilev, *Astron. Lett.* **35**, 670 (2009)].
37. Цивилев А.П., *Письма в Астрон. журн.* **40**, 681 (2014) [A.P. Tsivilev, *Astron. Lett.* **40**, 615 (2014)].
38. Цивилев А.П., Ершов А.А., Смирнов Г.Т., Сороченко Р.Л., *Письма в Астрон. журн.* **12**, 848 (1986) [A.P. Tsivilev, A.A. Etrshov, G.T. Smirnov, R.L. Sorochenko, *Sov. Astron. Lett.* **12**, 355 (1986)].
39. Цивилев А.П., Парфенов С.Ю., Соболев А.М., Краснов В.В., *Письма в Астрон. журн.* **39**, 912 (2013) [A.P. Tsivilev, S.Yu. Parfenov, A.M. Sobolev, V.V. Krasnov, *Astron. Lett.* **39**, 737 (2013)].
40. Цивилев др. (A.P. Tsivilev, S.Yu. Parfenov, and A.M. Sobolev), *Odessa Astron. Publ.* **27/2**, 81 (2014).
41. Цивилев др. (A.P. Tsivilev, S.Yu. Parfenov, and V.V. Krasnov), *Odessa Astron. Publ.* **29**, 163 (2016).
42. Цивилев др. (A.P. Tsivilev, S. Poppi, S. Cortiglioni, G.G.C. Palumbo, M. Orsini, and G. Maccaferri), *New Astron.* **7**, 499 (2002).