

## ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ОБЛАСТЕЙ ИОНИЗОВАННОГО ВОДОРОДА

*Т. Б. Пятунина*

Получены распределения электронной температуры и плотности для 44 наиболее плотных областей ионизованного водорода. Показано, что градиент температуры, как правило, отрицателен в центральной, наиболее плотной части зоны HII и, вероятно, положителен в разреженной оболочке. Предполагается, что все исследованные области можно разделить на две группы: зоны высокого возбуждения с электронной температурой в центре  $T_{ec} > 7000^\circ \text{K}$  и температурой возбуждающих звезд  $T_{eff} \geq 38\,000^\circ \text{K}$  и зоны низкого возбуждения с  $T_{ec} < 7000^\circ \text{K}$  и  $T_{eff} \leq 35\,000^\circ \text{K}$ . Отношение нормированных градиентов плотности и температуры постоянно для зон высокого возбуждения и увеличивается с понижением  $T_{ec}$  для зон низкого возбуждения. Показано также, что эффекты отклонения от LTE в рекомбинационном радиоизлучении незначительны.

The distributions of the electron temperature and density for 44 HII regions are obtained. It is shown that the temperature gradient is, as a rule, negative in the central dense part of HII zone, and is, probably, positive in the tenuous envelope. All the regions investigated are supposed to be divided into two groups: the high — excitation regions with the central electron temperature  $T_{ec} > 7000^\circ \text{K}$  and the temperature of the exciting stars  $T_{eff} \geq 38\,000^\circ \text{K}$ , and the low — excitation regions with  $T_{ec} < 7000^\circ \text{K}$  and  $T_{eff} \leq 35\,000^\circ \text{K}$ . The ratio of the normalized density and temperature gradients is constant for the high—excitation regions and increases with decreasing  $T_{ec}$  for the low—excitation regions. It is also shown that the non-LTE effects in the emission of recombination radio lines are negligible.

### Введение

В работе [1] нами был предложен довольно простой метод определения электронной температуры зон HII, как функции расстояния от центра возбуждения, путем численного решения системы интегральных уравнений переноса на двух частотах. Частоты выбираются так, чтобы оптическая толщина источника на одной из них была много больше, а на другой много меньше единицы. При помощи этого метода было показано, что электронная температура в центре туманности Ориона достигает  $19\,000^\circ \text{K}$ , а затем спадает до  $3000^\circ \text{K}$  на расстоянии  $3/5$  от центра. Поскольку столь высокое значение электронной температуры в центре газовых туманностей и большой отрицательный градиент ее хотя и допускаются теорией [2], но достаточно полно не подтверждены экспериментально, представляло интерес подобным же образом получить распределение  $T_e$  для возможного большего числа зон HII. Кроме того, статистика, хотя бы самая скромная, необходима для выявления общих закономерностей теплового режима зон HII в зависимости от их плотности, возраста, а также от температуры возбуждающих звезд.

## Исходные данные и возможные ошибки метода

В отличие от [1] исходной моделью служил не эллипсоид вращения, а сфера, температура и плотность которой являются функциями расстояния от центра возбуждения  $r$ . Исходными данными для определения  $T_e(r)$  и  $N_e(r)$  служили в основном радиоизофоты Госса и Шавера [3, 4, 5] на частотах 408 Мгц (полуширина диаграммы направленности  $\varphi_{0.5} \approx 2.8$ ) и 5000 Мгц ( $\varphi_{0.5} = 4.0$ ). Так как для вычисления  $T_e$  необходимо избыточное разрешение по высокой частоте, в качестве высокочастотных изофот использовались также данные Мецгера, Шрамла [6] на частоте 15 400 Мгц ( $\varphi_{0.5} = 2.0$ ) и Маклеода, Доэрти [7] на  $\nu = 10\,700$  Мгц ( $\varphi_{0.5} = 2.8$ ), а также кривые прохождения, полученные автором в Пулковке при помощи БПР на  $\nu = 7600$  Мгц (размер диаграммы по прямому восхождению  $\approx 1.4$ ).

Из каталога Шавера и Госса [5] нами были выбраны тепловые источники, для которых оптическая толщина на  $\nu = 408$  Мгц превышает 1.5. Кроме того, в список был включен источник G 6.0—1.2 (W 29, NGC 6523), для которого распределение  $T_e(r)$  было сосчитано теоретически Рубином [8].

Для одиночных источников вычисления производились по распределениям радиояркости, снятым непосредственно с изофот, а также по гауссовым распределениям

$$T_{b_{1,2}}(x) = T_{b_{1,2}}(0) \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{0.36w_{1,2}^2}\right),$$

где  $w_1$  и  $w_2$  — полуширины источника по высокой и низкой частотам соответственно.

Значения  $T_{b_1}$ ,  $T_{b_2}$ ,  $w_1$ ,  $w_2$  либо были непосредственно сняты с изофот, либо взяты из каталога [5]. Для источников сложной структуры вычисления производились только по гауссовым распределениям с каталожными параметрами.

Остановимся вкратце на возможных ошибках метода. Самым серьезным источником ошибок является недостаточно высокое разрешение, приводящее к ошибкам реставрации истинной структуры источника и ошибкам разделения компонент в источниках сложной структуры. Для иллюстрации этого эффекта на рис. 1 приведены три модели одного и того же источника W 49 (G 43.2—0.0), полученные по исходным данным с различным разрешением (табл. 1). Как видно, из-за использования

ТАБЛИЦА 1

Номер модели	$\nu$ , Мгц	$\varphi_{0.5}$	Источник	Примечание
1	5000	4.0	[3]	} После реставрации
	408	2.8		
2	7600	1.4	Пулково [19]	} До реставрации
	408	80''		
3	7600	1.4	Пулково [19]	} После реставрации
	408	80''		

исходных данных с недостаточно высоким разрешением температура и плотность в центре зоны НII могут быть занижены, что следует иметь в виду в дальнейшем. Если исследуемая зона НII входит, как это довольно часто бывает, в состав сложного комплекса тепловых и нетепловых источников, неоднозначность выделения излучения самой зоны, особенно

на низких частотах, также может быть источником ошибок модели. Однако так как истинная структура источника неизвестна, произвести корректную оценку такого рода ошибок не удастся. Что же касается предположения о сферической симметрии зон НII, то, хотя оно является довольно грубым,

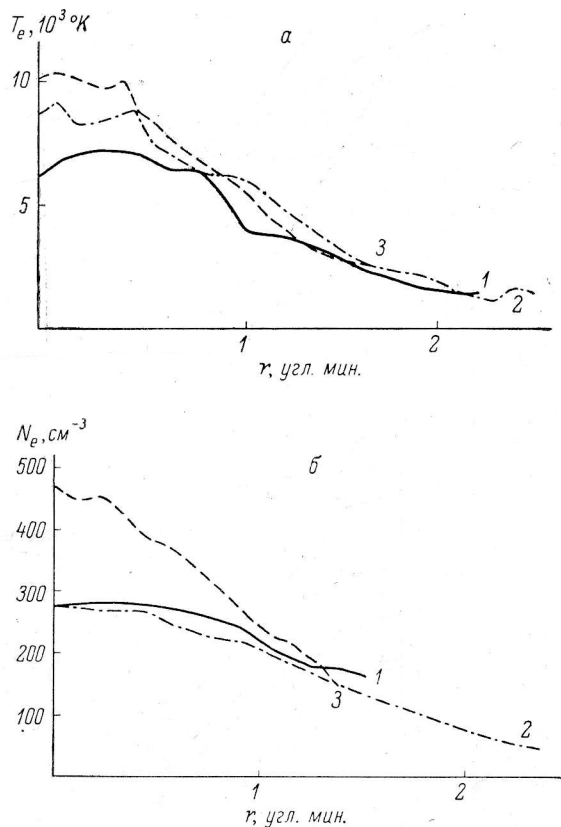


Рис. 1. Влияние разрешения, с которым получены исходные данные, на электронную температуру (а) и плотность (б).

связанные с ним ошибки поддаются численной оценке. С этой целью для каждого источника были вычислены как минимум три модели: модель, соответствующая сечениям по  $\alpha$  и  $\delta$ , а также полностью сферически симметричная модель. В последнем случае

$$w_{1,2} = \sqrt{w_{1,2}^{(\alpha)} w_{1,2}^{(\delta)}}.$$

### Результаты

Решением системы интегральных уравнений переноса являются электронная температура  $T_e$  и приращение оптической толщины  $\Delta\tau$  в слое толщиной  $\Delta r$  на угловом расстоянии  $r$  от центра возбуждения. Чтобы определить  $N_e$ , необходимо знать расстояния до источников. В основном мы использовали кинематические расстояния по наблюдениям рекомбинационной линии H 109  $\alpha$ , принятые в [5, 9, 10]. Для некоторых источников дополнительно были привлечены данные наблюдений линий поглощений нейтрального водорода [11, 12] и формальдегида [13]. Полученные распределения  $T_e(r)$  и  $N_e(r)$  приведены на рис. 2 и 3, причем, если

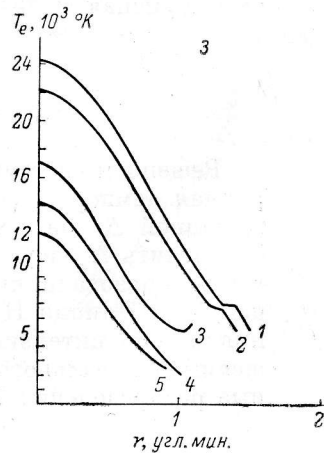
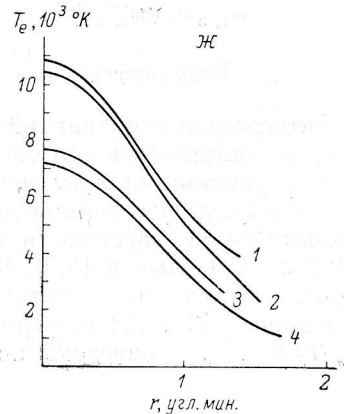
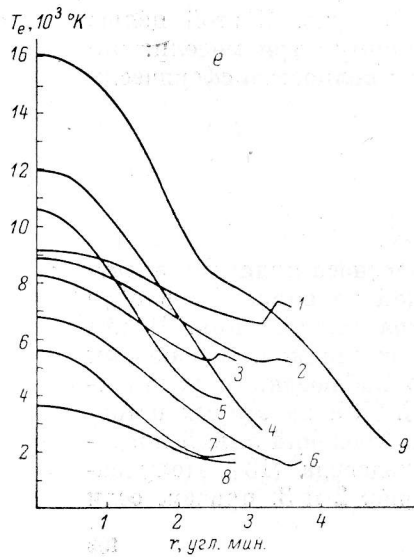
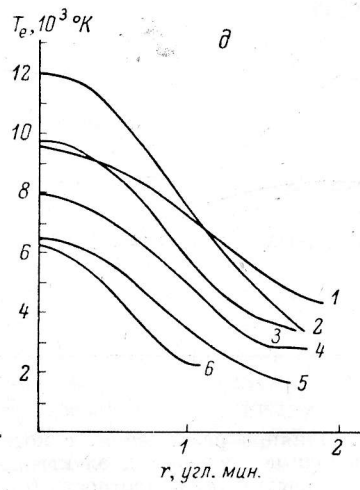
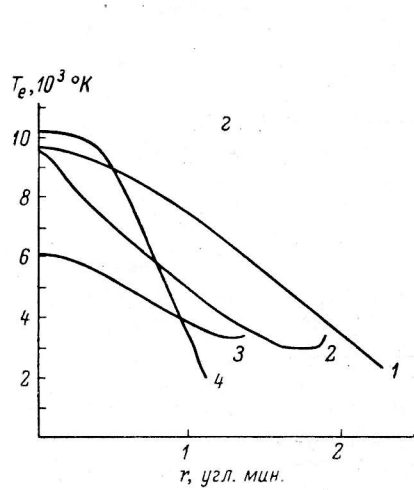
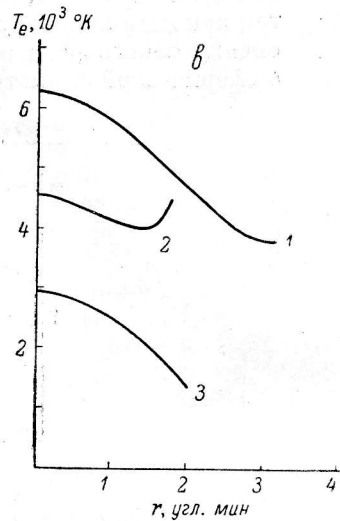
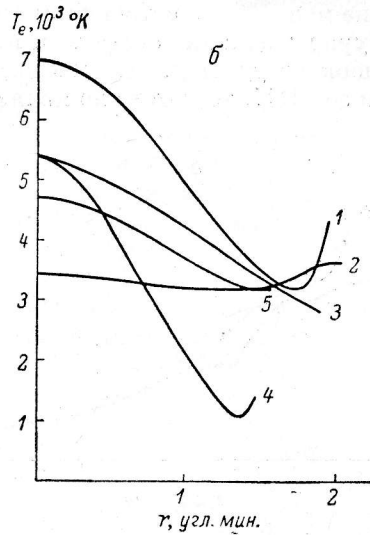
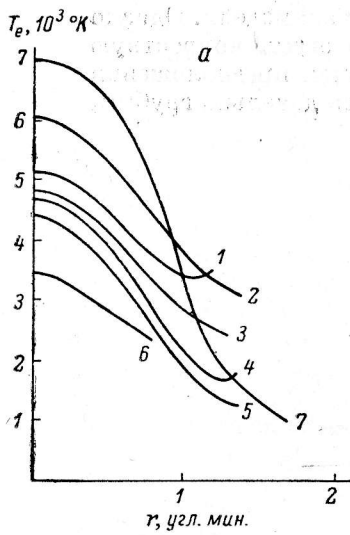


Рис. 2. Электронная температура как функция расстояния от центра возбуждения.

Источники: а) 1 — G 10.3—0.2, 2 — G 316.8—0.1, 3 — G 49.4—0.3, 4 — G 345.2+1.0, 5 — G 328.3+0.4, 6 — G 320.2+0.8, 7 — G 12.8—0.2;  
 б) 1 — G 331.5—0.1, 2 — G 305.2+0.0, 3 — G 337.1—0.2, 4 — G 345.4+1.4, 5 — G 25.4—0.2;  
 в) 1 — G 353.1+0.7, 2 — G 326.6+0.6, 3 — G 29.9—0.0;  
 г) 1 — G 351.2+0.7, 2 — G 10.2—0.3, 3 — G 285.3—0.0, 4 — G 298.2—0.3;  
 д) 1 — G 206.5—16.4, 2 — G 265.1+1.5, 3 — G 282.0—1.2, 4 — G 348.7—1.0, 5 — G 333.3—0.4, 6 — G 337.9—0.5;  
 е) 1 — G 284.3—0.3, 2 — G 291.6—0.5, 3 — G 30.8—0.0, 4 — G 6.0—1.2, 5 — G 333.2+0.9, 6 — G 333.1—0.4, 7 — G 305.4+0.2, 8 — G 330.9—0.4, 9 — G 15.1—0.7;  
 ж) 1 — G 49.5—0.4, 2 — G 43.2+1.0, 3 — G 298.9—0.4, 4 — G 208.9—19.3;  
 з) 1 — G 291.3—0.7, 2 — G 268.0—1.1, 3 — G 333.6—0.2, 4 — G 332.2—0.4, 5 — G 327.3—0.5.



Т А Б Л И Ц А 2

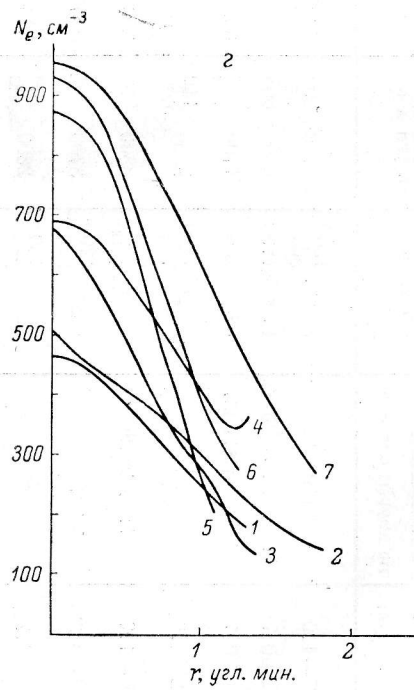
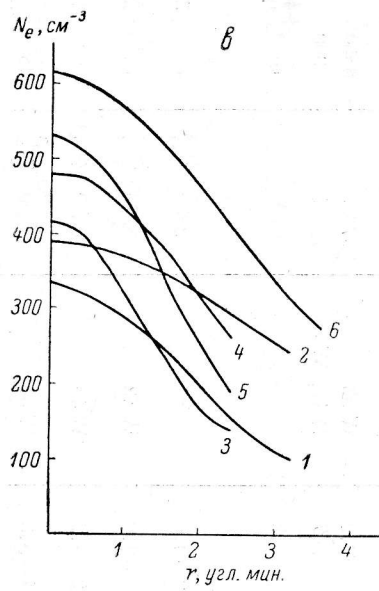
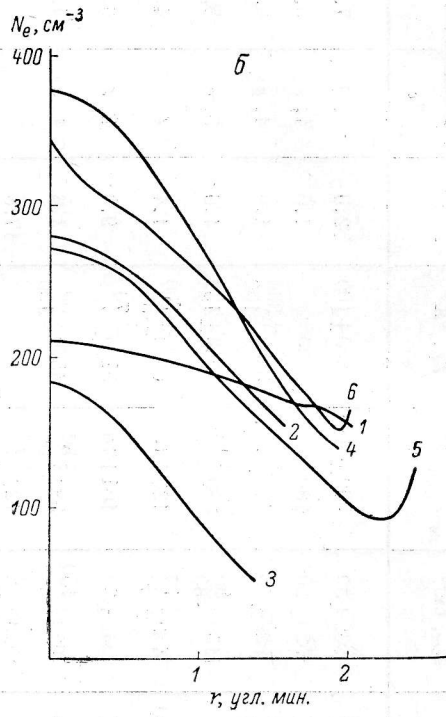
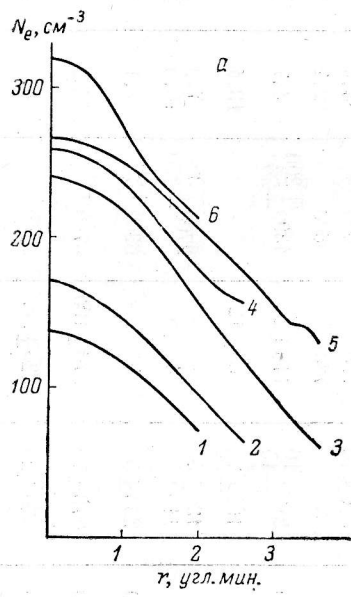
Источник		Т <sub>ее</sub> , °К	град Т <sub>е</sub> , °К/угл. мин.	Т <sub>е0</sub> , °К	N <sub>ее</sub> , см <sup>-3</sup>	град N <sub>е</sub> , см <sup>-3</sup> /угл. мин.	Т <sub>L</sub> , °К	D, кпс	Номера рисунков	
по системе [5]	по другим системам								Т <sub>e</sub>	N <sub>e</sub>
206.5-16.4	W 12, NGC 2024	9500 ± 500	4000 ± 300	4500 ± 300	1300 ± 50	510 ± 40	7100 ± 200	0.6	1, д	4, ж
208.9-19.3	M 43, NGC 1982	7200 ± 300	5100	—	1740 ± 0	1060 ± 0	4000 ± 50	0.5	4, ж	1, ж
209.0-19.4	M 42, NGC 1976	19000 ± 1000	5300 ± 100	3000 ± 500	2400 ± 100	660 ± 20	10500 ± 200	0.5	—	—
265.1+1.5	RCW36, MSH08-48	12000 ± 100	6500 ± 500	3000 ± 500	880 ± 10	460 ± 20	7900 ± 50	1.0	2, д	6, д
268.0-1.1	RCW38, MSH08-47	22200 ± 500	16400 ± 2000	5000	4400 ± 300	2900 ± 300	13700 ± 200	1.0	2, з	1, е
282.0-1.2	MSH10-51	9700 ± 500	5500 ± 600	4000 ± 500	510 ± 30	230 ± 10	7000 ± 200	7.0	3, д	2, в
284.3-0.3	RCW49, MSH10-54	9100 ± 100	1400 ± 200	6000 ± 200	290 ± 10	46 ± 10	8000 ± 100	5.0	1, е	2, е
285.3-0.0	—	6100 ± 1000	3300 ± 700	3000 ± 500	390 ± 10	230 ± 10	5000 ± 100	5.3	3, з	1, д
291.3-0.7	NGC 3576	24000 ± 3000	35400 ± 7000	5000 ± 1000	3600 ± 70	4200 ± 200	15000 ± 700	3.6	1, а	2, е
291.6-0.5	NGC 3603	8800 ± 800	1600 ± 200	5000 ± 300	270 ± 10	50 ± 10	7100 ± 100	8.4	2, е	5, а
298.2-0.3	—	10200 ± 1500	11500 ± 1500	3000 ± 500	680 ± 0	330 ± 0	6400 ± 0	11.8	4, з	3, з
298.9-0.4	MSH12-61	7700 ± 800	2400 ± 300	—	170 ± 10	53 ± 2	5800	11.5	3, ж	2, а
305.2+0.0	—	3400 ± 150	250 ± 200	—	210 ± 2	32 ± 2	3600 ± 50	3.5	2, б	1, б
305.4+0.2	—	5600 ± 200	2200 ± 100	2000 ± 200	420 ± 10	150 ± 10	3700 ± 100	3.4	7, е	3, е
316.8-0.1	—	6000 ± 500	3200 ± 150	2800 ± 200	270 ± 10	97 ± 10	4700 ± 100	8.2	2, а	4, д
320.2+0.8	RCW 87	3500 ± 100	1800 ± 150	—	370 ± 15	200 ± 36	3050 ± 50	2.5	6, а	3, д
326.6+0.6	RCW 95	4500 ± 150	500 ± 150	4000	320 ± 5	75 ± 2	4700 ± 50	3.1	2, е	6, а

ТАБЛИЦА 2 (продолжение)

Источник по системе [5]	по другим системам	$T_{ес}, ^\circ\text{К}$	град $T_e$ , °К/дугл. мин.	$T_{e0}, ^\circ\text{К}$	$N_{ес}, \text{см}^{-3}$	град $N_e$ , см <sup>3</sup> /дугл. мин.	$T_L, ^\circ\text{К}$	$D, \text{кпс}$	Номера рисунков	
									$T_e$	$N_e$
327.3—0.6	RCW 97	12000 <sup>+1000</sup> <sub>—700</sub>	12000±100	3500±500	2150±50	2100±200	7100±300	3.5	5, а	2, ж
328.3+0.4	—	4500 <sup>+200</sup> <sub>—800</sub>	3100 <sup>+200</sup> <sub>—700</sub>	1500±500	183 <sup>+27</sup> <sub>—0</sub>	144 <sup>+5</sup> <sub>—15</sub>	2900 <sup>+0</sup> <sub>—380</sub>	9.5	5, а	3, б
330.9—0.4	—	3500 <sup>+50</sup> <sub>—150</sub>	1000±100	1500±200	340 <sup>+10</sup> <sub>—30</sub>	95 <sup>+10</sup> <sub>—15</sub>	2600 <sup>+0</sup> <sub>—300</sub>	4.1	8, е	1, в
331.5—0.1	—	7000±500	3200±400	3500±300	188 <sup>+5</sup> <sub>—15</sub>	52 <sup>+5</sup> <sub>—8</sub>	5300 <sup>+100</sup> <sub>—200</sub>	6.5	1, б	4, б
332.2—0.4	—	14000 <sup>+2000</sup> <sub>—0</sub>	15000±5000	—	290	130	4800±100	4.1	4, а	2, е
333.1—0.4	—	6800±800	2000 <sup>+900</sup> <sub>—500</sub>	2000±1000	800 <sup>+150</sup> <sub>—0</sub>	396	4100±50	13.6	6, е	3, а
333.3—0.4	—	6500 <sup>+0</sup> <sub>—200</sub>	4400 <sup>+0</sup> <sub>—1500</sub>	2000±500	730 <sup>+0</sup> <sub>—120</sub>	430 <sup>+0</sup> <sub>—160</sub>	4300	3.8	5, д	3, е
333.6—0.2	—	17000±800	20000 <sup>+1200</sup> <sub>—1500</sub>	4000±500	2700 <sup>+400</sup> <sub>—0</sub>	2500±500	11400±300	3.7	3, а	3, ж
337.1—0.2	—	5400±600	1550±600	—	270 <sup>+10</sup> <sub>—15</sub>	104	3000 <sup>+500</sup> <sub>—0</sub>	5.6	3, б	5, б
337.9—0.5	—	6200 <sup>+200</sup> <sub>—400</sub>	4500 <sup>+200</sup> <sub>—400</sub>	2000 <sup>+200</sup> <sub>—100</sub>	180 <sup>+7</sup> <sub>—10</sub>	70	4400±200	12.8	6, д	5, д
345.2+1.0	СТВ 35	4700 <sup>+700</sup> <sub>—400</sub>	3400 <sup>+800</sup> <sub>—400</sub>	2000±500	830 <sup>+100</sup> <sub>—150</sub>	500±50	3400 <sup>+40</sup> <sub>—100</sub>	1.1	4, а	4, е
345.4+1.4	СТВ 35	5400±200	4000 <sup>+80</sup> <sub>—400</sub>	2000	380 <sup>+50</sup> <sub>—70</sub>	240±25	3900 <sup>+50</sup> <sub>—200</sub>	1.8	5, б	6, з

Т А Б Л И Ц А 2 (продолжение)

Источник по системе [5]	Источники по другим системам		$T_{\text{ср}}, \text{ } ^\circ\text{K}$	град $T_{\text{ср}}$ , $^\circ\text{K}$ угл. мин.	$T_{\text{ср}}, \text{ } ^\circ\text{K}$	$N_{\text{ср}}, \text{ см}^{-3}$	град $N_{\text{ср}}$ , $\text{см}^{-3}$ угл. мин.	$T_L, \text{ } ^\circ\text{K}$	$D, \text{ клс}$	Номера рисунков	
										$T_{\theta}$	$N_{\theta}$
348.7—1.0	RCW 122		$8000 \pm 1500$ $-500$	$4100 \pm 200$	$3200 \pm 300$	$960 \pm 30$	$490 \pm 40$	$5600 \pm 100$	2.0	4, $\theta$	7, $\epsilon$
351.2+0.7	CTB 39, NGC 6334		$9700 \pm 1100$	$4000 \pm 600$	—	$530 \pm 20$	180	5000	1.0	1, $\epsilon$	5, $\epsilon$
353.4+0.7	W 22, NGC 6357		$6200 \pm 200$	$4100 \pm 200$ $-100$	$3900 \pm 400$ $-200$	$620 \pm 40$	$120 \pm 50$ $-10$	$5200 \pm 300$ $-100$	1.0	1, $\epsilon$	6, $\epsilon$
353.2+0.9	—		$10500 \pm 1200$ $-700$	$3800 \pm 1400$ $-600$	—	$1150 \pm 80$ $-60$	$380 \pm 120$ $-40$	$7500 \pm 150$	1.0	5, $\epsilon$	5, $\epsilon$
6.0—1.2	M 8, W 29		$12000 \pm 800$ $-1000$	$3800 \pm 300$	$3000 \pm 1000$	$480 \pm 30$	$130 \pm 10$	$6400 \pm 700$ $-50$	1.4	4, $\epsilon$	4, $\epsilon$
10.2—0.3	W 31		$9600 \pm 1200$ $-200$	3700	$3000 \pm 500$	$340 \pm 30$	$104 \pm 10$	$5200 \pm 70$ $-10$	9.0	2, $\epsilon$	6, $\theta$
10.3—0.2			$5200 \pm 150$ $-330$	$2600 \pm 200$ $-300$	$3000 \pm 500$	$690 \pm 150$ $-0$	$380 \pm 30$ $-0$	$4500 \pm 50$ $-150$	1.8	1, $a$	4, $\epsilon$
12.8—0.2	W 33		$>7000$	6800	—	$220 \pm 50$ $-0$	$120 \pm 10$ $-0$	—	17.8		
15.1—0.7	M 17, W 38		16000	4900	3000	$870 \pm 70$	780	4050	4.4	7, $a$	5, $\epsilon$
25.4—0.2	—		$4700 \pm 400$ $-200$	$1500 \pm 400$ $-300$	$3200 \pm 500$	$280 \pm 10$ $-15$	$110 \pm 20$	$4300 \pm 200$ $-20$	4.7	6, $\theta$	2, $\theta$
29.9—0.0			$2900 \pm 100$ $-300$	$1000 \pm 200$	—	$165 \pm 5$ $-10$	65 ± 12	—	13.4		
30.8—0.0	W 43		$8200 \pm 200$ $-400$	$1500 \pm 200$	$5000 \pm 300$	$130 \pm 5$ $110 \pm 5$	$48 \pm 5$ $40 \pm 5$	$2700 \pm 30$ $-250$	7.3 10.0	3, $\epsilon$	1, $a$
43.2+0.0	W 49		$10500 \pm 1500$	$7600 \pm 1100$	$2500 \pm 300$	$470 \pm 70$	$270 \pm 100$	$6700 \pm 0$ $-800$	14.2	2, $\theta$	1, $\epsilon$
49.4—0.3	W 51		$4800 \pm 200$ $-350$	$2800 \pm 200$ $-500$	$2500 \pm 200$	$450 \pm 20$	$220 \pm 30$	3700	6.5	3, $a$	2, $\theta$
49.5—0.4	W 51		$10800 \pm 400$ $-1400$	$7000 \pm 300$ $-1300$	$3500 \pm 300$	$1205 \pm 700$ $-0$	$713 \pm 50$ $-60$	$7500 \pm 200$ $-700$	6.5	1, $\theta$	1, $\epsilon$



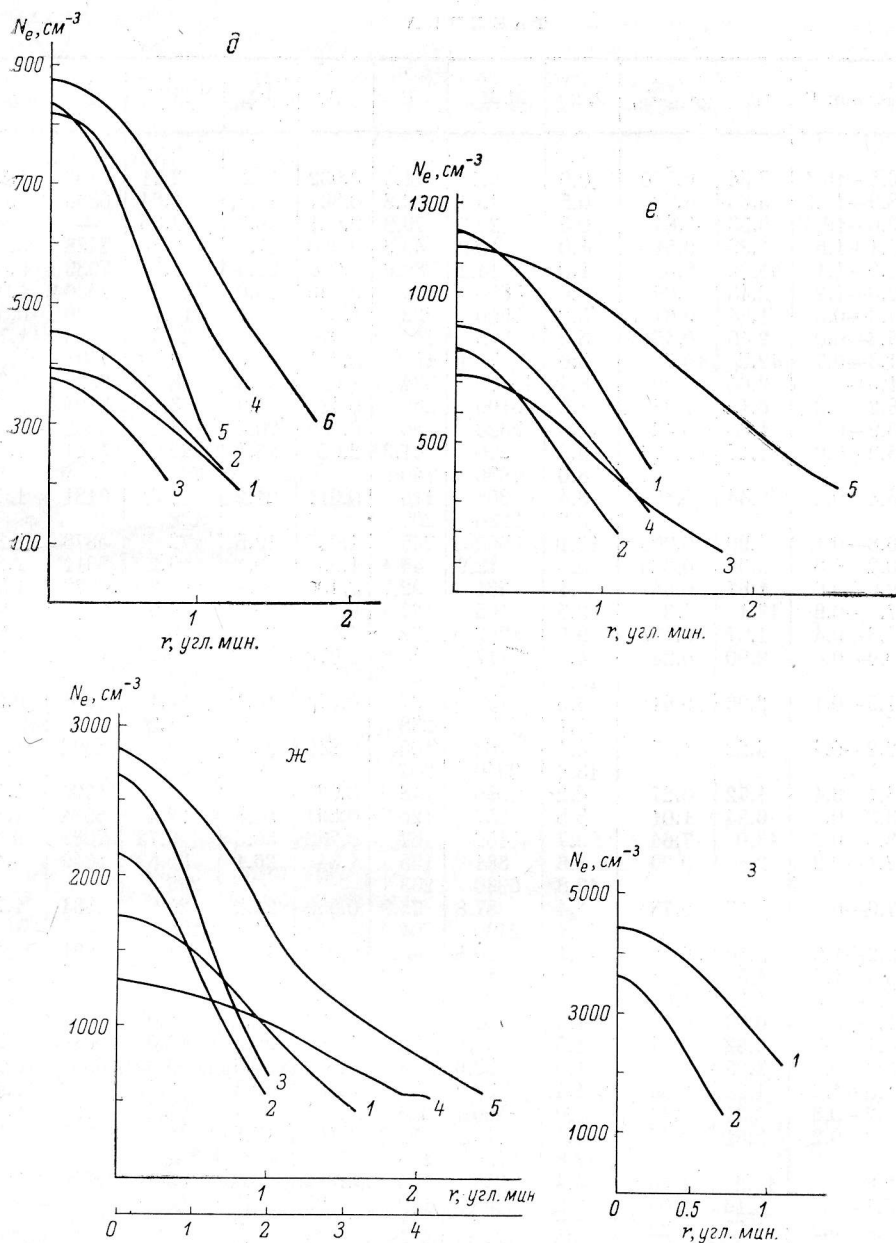


Рис. 3. Электронная плотность как функция расстояния от центра возбуждения.

Источники: а) 1 — G 29.9—0.0, 2 — G 298.9—0.4, 3 — G 333.1—0.4, 4 — G 30.8—0.0, 5 — G 291.6—0.5, 6 — G 326.6+0.6;  
 б) 1 — G 305.2+0.0, 2 — G 25.4—0.2, 3 — G 328.3+0.4, 4 — G 331.5—0.1, 5 — G 337.1—0.2, 6 — G 10.2—0.3;  
 в) 1 — G 330.9—0.4, 2 — G 284.3—0.3, 3 — G 305.4+0.2, 4 — G 6.0—1.2, 5 — G 351.2+0.7, 6 — G 353.1+0.7;  
 г) 1 — G 43.2+0.0, 2 — G 282.0—1.2, 3 — G 298.2—0.3, 4 — G 10.3—0.2, 5 — G 12.8—0.2, 6 — G 345.4+1.4, 7 — G 348.7—1.0;  
 д) 1 — G 285.3—0.0, 2 — G 49.4—0.3, 3 — G 320.2+0.8, 4 — G 316.8—0.1, 5 — G 337.9—0.5, 6 — G 265.1+1.5;  
 е) 1 — G 49.5—0.4, 2 — G 332.2—0.4, 3 — G 333.3—0.4, 4 — G 345.2+1.0, 5 — G 353.2+0.9;  
 ж) 1 — G 208.9—19.3, 2 — G 327.3—0.6, 3 — G 333.6—0.2, 4 — G 206.5—16.4, 5 — G 15.1—0.7 (угловой масштаб для источника нанесен на нижней шкале);  
 з) 1 — G 268.0—1.1, 2 — G 291.3—0.7.

ТАБЛИЦА 3

Источник G	$\tau_{408}$	$\frac{ME}{10^6 \text{ см}^{-6} \text{ лс}}$	D, кпс	M/M $_{\odot}$	U	A	$v_l$ , км/сек.	$t_{\text{град.}}$ , 10 <sup>4</sup> лет	T <sub>R</sub> , °K	T <sub>R</sub> /T <sub>L</sub>
206.5—16.4	2.54	0.780	0.6	5.10	41.4	0.932	13.2	2.11	7100	1.20
208.9—19.3	4.63	0.70	0.5	1.01	26.8	0.861	14.6	1.64	6366	1.59
209.0—19.4	6.33	3.64	0.5	20.7	79.8	0.981	18.3	1.85	—	—
265.1+1.5	1.38	0.51	1.0	10.9	46.6	0.960	17.1	2.86	7468	0.947
268.0—1.1	11.08	8.58	1.0	14.2	89.6	0.891	22.5	1.54	7939	0.58
282.0—1.2	2.43	1.09	7.0	3800	196	0.796	20.0	30.2	7330	1.045
284.3—0.3	1.94	0.67	5.0	3500	222	1.02	31.1	117.1	6690	0.836
285.3—0.0	2.40	0.45	5.3	388	116	1.07	12.5	20.4	8893	1.78
291.3—0.7	12.7	10.7	3.6	72.1	153	0.791	21.0	2.54	7591	0.505
291.6—0.5	2.64	0.79	8.4	13500	334	1.02	34.0	188	6929	0.977
298.2—0.3	6.18	1.98	11.8	3100	280	0.486	21.9	33.4	8108	1.268
298.9—0.4	1.38	0.32	11.5	8320	250	0.996	20.8	106.1	5962	1.03
305.2+0.0	1.47	0.176	3.5	220	81.3	2.06	23.4	229	5141	1.42
			8.0	1990	140			790		
305.4+0.2	3.44	0.46	3.4	358	116	0.911	21.2	36.6	5181	1.400
			8.2	3230	209			138		
316.8—0.1	4.90	0.905	12.1	3600	245	1.005	19.5	172	5878	1.25
320.2+0.8	3.36	0.320	2.5	12.9	44.4	1.35	12.1	15.2	8311	2.72
326.6+0.6	1.87	0.34	3.1	231	92.7	2.100	15.1	64.2	6370	1.35
327.3—0.6	13.1	4.3	3.5	105	127	0.955	19.0	6.04	6048	0.853
328.3+0.4	1.87	0.173	9.5	1200	132	1.14	28.1	96	4854	1.671
330.9—0.4	2.90	0.24	4.1	117	75.6	0.975	18.3	80.8	4693	1.799
			13.4	2260	166			476		
331.5—0.1	2.96	0.61	6.5	1190	167	0.976	16.1	35.1	5234	0.987
			11.1	4530	238			78.2		
332.2—0.4	4.23	1.07	4.1	102	105	0.840	25.4	8.04	5392	1.121
			13.6	2040	234			48.5		
333.1—0.4	1.72	0.27	4.2	1090	143	0.993			4730	1.15
333.3—0.4	6.24	1.01	3.8	257	126	0.891	21.8	21.4	5024	1.169
333.6—0.2	13.0	7.64	3.7	159	167	0.786	30.5	6.72	7097	0.624
337.1—0.2	2.68	0.29	5.6	881	135	1.34	26.1	85.8	5049	1.44
			12.8	6960	233			296		
337.9—0.5	5.18	0.78	3.4	57.8	76.9	0.859	24.2	20.9	5384	1.221
			15.1	2400	204			196		
345.2+1.0	3.40	0.52	1.1	10.8	43.8	0.840	17.3	6.48	4791	1.409
345.4+1.4	4.51	0.61	1.8	14.6	52.3	1.060	20.8	9.68	4538	1.162
348.7—1.0	4.31	1.01	2.0	59.0	84.3	1.000	16.3	8.48	5243	0.952
351.2+0.7	0.99	0.22	1.0	12.8	41.8	0.826	14.0	4.08		
353.1+0.7	2.62	0.54	1.0	57.9	72.4	1.090	20.5	19.0	6019	1.158
353.2+0.9	3.25	1.07	1.0	33.6	74.8	0.912	20.8	6.09	6500	0.867
6.0+1.2	1.24	0.36	1.4	82.2	75.5	0.855	13.5	5.72	7200	1.12
10.2—0.3	3.34	0.76	9.0	3460	226	0.791	24.4	70.4	4707	0.905
10.3—0.2	2.61	0.45	1.8	18.7	51.3	1.10	15.6	10.95	7000	1.56
			17.8	5750	235			342		
12.8—0.2	12.2	1.86	4.4	359	154	0.922	18.3	13.1	7800	2.105
15.1—0.7	4.16	2.05	2.2	898	199	0.895	25.7	14.2		
25.4—0.2	1.79	0.29	4.7	462	111	1.23	8.6	25.7	9000	2.09
			13.4	6340	222			124		
29.9—0.0	2.02	0.112	7.3	1920	145	1.069	15.7	118	6900	2.56
			10.0	4220	178			189		
30.8—0.0	1.97	0.56	7.1	4200	228	1.16	24.2	113	5640	0.818
43.2+0.0	5.05	1.56	14.2	8420	343	0.795	17.9	39.7	7440	1.328
49.4—0.3	5.35	0.64	6.5	491	135	0.869	16.9	54	7035	1.90
49.5—0.4	14.6	4.97	6.5	1370	289	0.915	24.2	26.4	5750	0.767

кинематическое расстояние неоднозначно, приведенное  $N_e$  соответствует «близкому» кинематическому расстоянию. Основные параметры полученных моделей содержатся в табл. 2. Нумерация источников по системе галактических координат соответствует принятой в [5]. Даны также обозначения источников в других системах. Далее следуют:  $T_{ec}$  — элек-

тронная температура в центре туманности,  $\text{grad } T_e$  — градиент температуры в ядре туманности,  $T_{e0}$  — температура в оболочке,  $N_{e0}$  — электронная плотность в центре,  $\text{grad } N_e$  — градиент плотности в ядре,  $T_L$  — средневзвешенная температура, характеризующая излучение в рекомбинационных радиолниях при сохранении локального термодинамического равновесия LTE

$$T_L = \left[ \frac{\int N_e^2 T_e^{-1.5} ds}{\int N_e^2 T_e^{-0.35} ds} \right]^{-0.87},$$

$D$  — расстояние. Приведены номера рисунков, на которых помещены  $T_e(r)$  и  $N_e(r)$ . Ошибки, помещенные в таблице, по необходимости учитывают только отклонения от сферической симметрии и лишь для источников, входящих в каталоги [6, 7], а также наблюдавшихся в Пулковке, частично ошибки разрешения по высокой частоте. Эти ошибки представляют собой треть максимального отклонения в ту и другую сторону. Параметры, дополнительно характеризующие полученные модели, а именно — оптические толщины на частоте 408 Мгц  $\tau_{408}$ , меры эмиссии ME, параметры возбуждения  $U$ , а также некоторые другие, подробное обсуждение которых будет дано далее, приведены в табл. 3. Следует подчеркнуть, что и сами модели и полученные по ним параметры характеризуют центральные, наиболее плотные части туманностей.

Заметим, что, кроме случайных ошибок, о которых речь шла выше, расчеты могут быть обременены систематическими ошибками из-за малой оптической толщины и связанной с ней неустойчивостью решения, а также вновь из-за недостаточно высокого разрешения. На рис. 4 приведена зависимость  $T_{ec}$  от  $\tau_{408}$ . Неожиданным является резкое обособление источников с  $\tau_{408} < 7$  и  $\tau_{408} > 10$ . Но как мы увидим в дальнейшем, источники с  $\tau_{408} > 10$  обособляются и по другим характеристикам. Это наиболее плотные, горячие и молодые источники. Сейчас же для нас важно, что в пределах каждой группы рассеяние не уменьшается с увеличением  $\tau$  и значит связано не с неустойчивостью решения, а с рассеянием физических характеристик источников. Зависимость верхнего и нижнего пределов  $T_{ec}$  от оптической толщины связана с возрастанием роли столкновительных девозбуждений при больших  $N_e$  и, следовательно,  $\tau$ , что будет более подробно обсуждаться ниже. Недостаточная разрешенность некоторых источников тоже не дает систематического эффекта, как видно из соотношений  $T_{ec} - w_1$  и  $T_{ec} - w_2$ , приведенных на рис. 5. Таким образом, хотя в отдельных источниках ошибки могут быть довольно

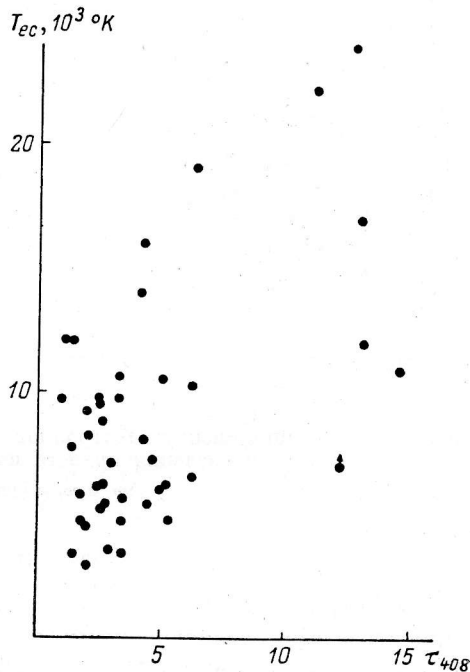


Рис. 4. Соотношение между электронной температурой в центре туманности и ее оптической толщиной на  $\mu=408$  Мгц,  $\tau_{408}$ .



велики, значительные систематические эффекты в полученных моделях отсутствуют, что подтверждает достоверность предложенного метода и делает возможным дальнейшее исследование полученных данных.

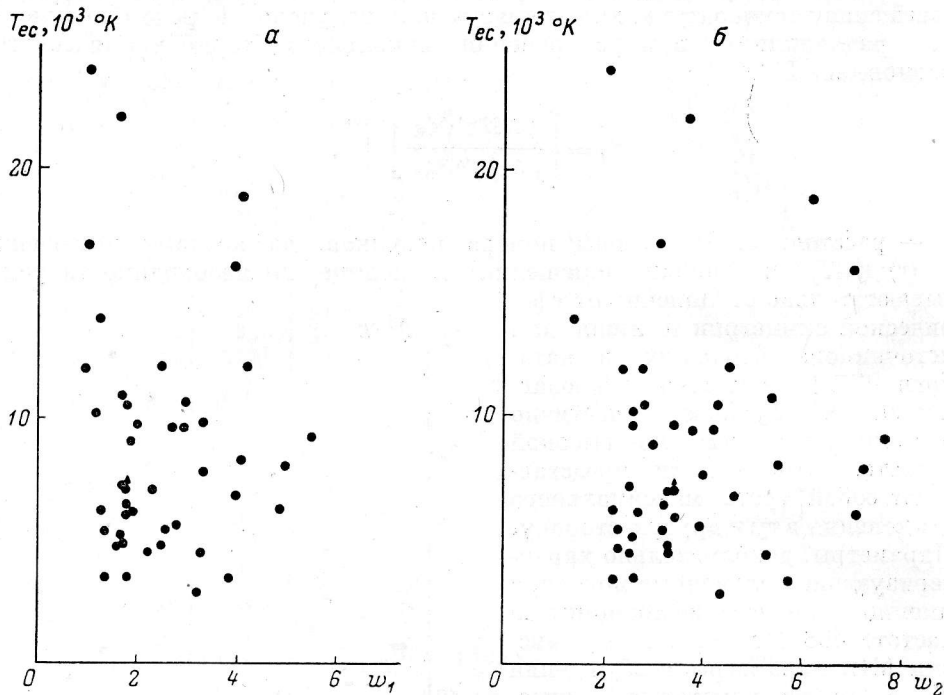


Рис. 5. Корреляция между электронной температурой в центре источника и полушириной распределения яркости по высокой (а) и низкой (б) частотам.

$\omega_1$  и  $\omega_2$  — угловые минуты.

### Обсуждение результатов

Несмотря на большой разброс численных параметров, общей закономерностью всех исследованных областей ионизованного водорода является наличие двух компонент: плотного ядра с отрицательными градиентами температуры и плотности и примыкающей к нему разреженной оболочки. К сожалению, из-за малой оптической толщины оболочки и трудностей выделения ее над фоном использованный нами метод позволяет сделать прямые оценки температуры оболочек лишь в их наиболее плотных частях, примыкающих к ядру, да и то не для всех источников. Для оценки теплового режима оболочек полезными могут оказаться косвенные методы, в частности исследование спектров зон НII в области низких ( $<408$  МГц) частот, и анализ рекомбинационного излучения, о чем будет сказано ниже.

Для анализа теплового баланса электронного газа зон НII большое значение имеет вопрос о роли столкновительных девозбуждений метастабильных уровней, благодаря которым излучение в запрещенных линиях, наиболее эффективно охлаждающее электронный газ, подавляется. В случае если роль столкновительных девозбуждений велика, электронная температура должна в среднем увеличиваться с возрастанием электронной плотности. И такая зависимость действительно имеет место, как видно из рис. 6. Хотя дефицит источников с высокой температурой и низкой плотностью может быть частично вызван их селекцией по  $\tau_{408}$ ,

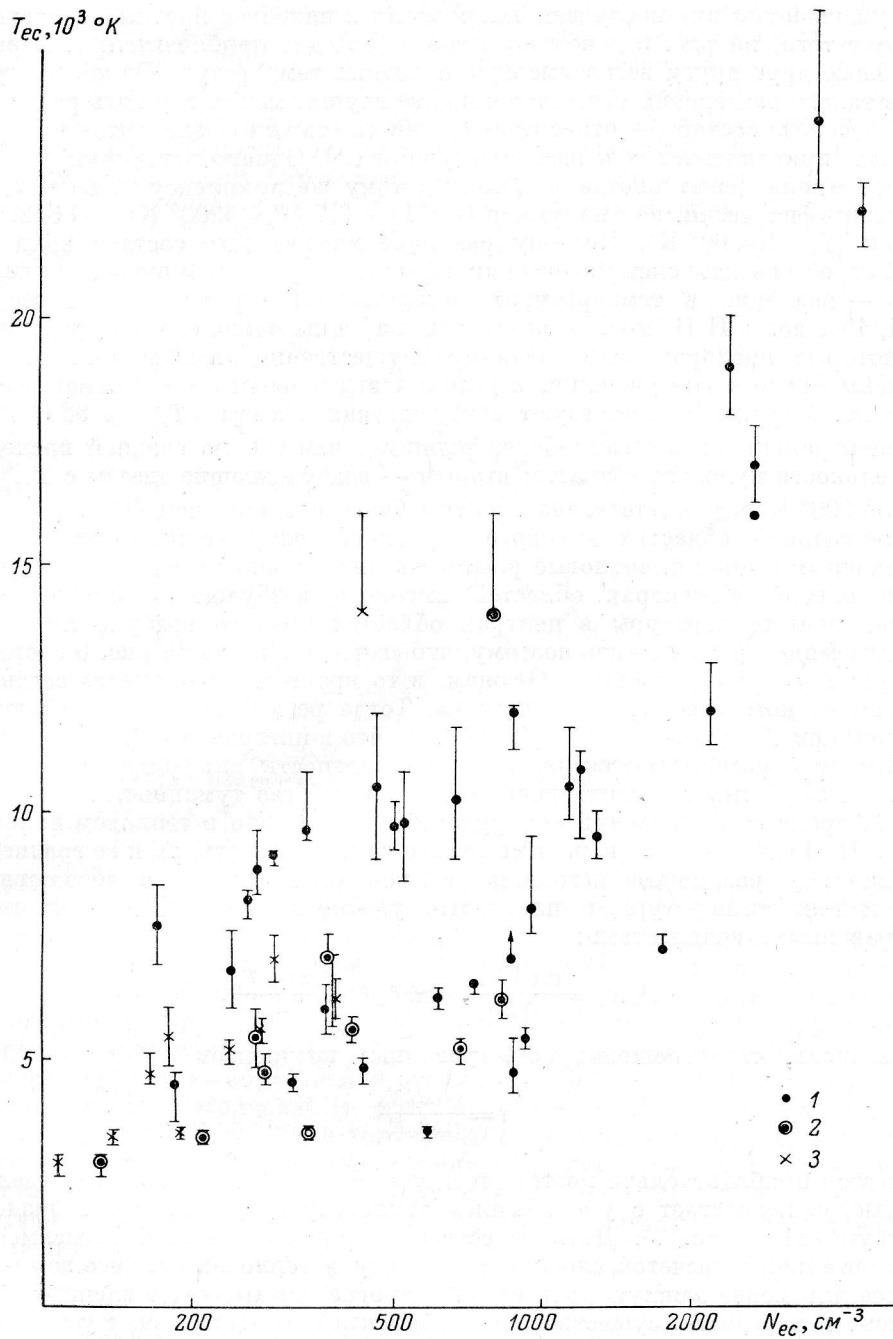


Рис. 6. Корреляция между электронной температурой в центре источника и плотностью.

1 — источники с однозначно определенным расстоянием. Источники с неоднозначностью расстояния; 2 — плотность соответствует близкому кинематическому расстоянию; 3 — плотность соответствует дальнему кинематическому расстоянию.

дефицит источников с низкой температурой неоспоримо свидетельствует об уменьшении интенсивности охлаждения в наиболее плотных областях. Кроме того, на рис. 6 довольно четко видны две приблизительно параллельные друг другу ветви высоких и низких температур. Одной из причин такого разделения источников на две группы может служить различие химического состава — относительное обилие тяжелых элементов в источниках, принадлежащих к разным группам [2]. Однако источники разных типов принадлежат иногда к одному и тому же комплексу и, возможно, связаны физически, как например G 351.3+0.7 ( $T_e=6200^\circ\text{K}$ ) и G 353.2+0.9 ( $T_e=10\,500^\circ\text{K}$ ). Поэтому различие химического состава вряд ли может обеспечить систематический эффект. Другое возможное объяснение — различие в температурах возбуждающих звезд. Как известно [14, 15], зоны Н II можно разделить на зоны высокого возбуждения, в которых кислород, азот, неон преимущественно дважды ионизованы, и зоны низкого возбуждения, в которых эти элементы ионизованы однократно. Первым соответствуют возбуждающие звезды с  $T_{eff} \geq 38\,000^\circ\text{K}$  и спектральными классами более ранними, чем O9, на главной последовательности нулевого возраста; вторым — возбуждающие звезды с  $T_{eff} \leq 35\,000^\circ\text{K}$  и соответственно спектры более поздние, чем O9.5. Так как охлаждение в областях высокого и низкого возбуждения производится различными ионами, тепловые режимы в них сильно отличаются, причем температуры в центрах областей высокого возбуждения значительно выше, чем температуры в центрах областей низкого возбуждения [2]. Естественно предположить поэтому, что «горячая» ветвь на рис. 6 соответствует высоковозбужденным O-зонам, в то время как «холодная» ветвь — зонам низкого возбуждения, B-зонам. Тогда резкий скачок температуры O-зон при  $N_{ec} > 2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  вызван тем, что в интервале от  $2 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  до  $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$  располагаются критические плотности для ряда линий  $O^{++}$  и  $N^{++}$ , эффективно охлаждающих электронный газ туманности.

В процессе вычислений обнаружилось также, что в тепловом балансе зоны Н II важную роль играет не только сама плотность, но и ее градиент. Поскольку различные источники сильно отличаются по абсолютным значениям температуры и плотности, удобно характеризовать их нормированными градиентами:

$$\text{grad}_0 N_e = \frac{\text{grad } N_e}{N_{ec}}, \quad \text{grad}_0 T_e = \frac{\text{grad } T_e}{T_{ec}}.$$

Оказалось, что отношение нормированных градиентов

$$A = \frac{\text{grad}_0 N_e}{\text{grad}_0 T_e}$$

остаётся приблизительно постоянным для областей высокого возбуждения и быстро возрастает с уменьшением температуры для областей низкого возбуждения (рис. 7). Дать качественное объяснение этой зависимости без детальных расчетов сложно, поскольку в тепловом балансе зон Н II более или менее важную роль играют многие взаимообусловленные процессы. В частности, существование градиента плотности может усиливать значение динамических процессов, изменять диффузное поле излучения. Наиболее прямое воздействие градиент плотности может оказывать благодаря существованию критических плотностей. В зонах низкого возбуждения критические плотности для некоторых линий достигают значений  $10^5 \text{ см}^{-3}$ , возможно именно этим обусловлено снижение роли градиента плотности в «холодных» зонах. Как бы то ни было, важность обнаруженного эмпирического соотношения и необходимость более глубокого исследования этого эффекта не вызывают сомнений.

Принципиальная оправданность разделения зон Н II на две группы подтверждается и тем, что параметры возбуждения источников в этих группах отличаются, как видно из рис. 8. Ограничение минимального  $U$  величиной около 40 обусловлено, вероятно, эффектами наблюдательной селекции, так как области с малыми  $U$  и соответственно с малыми диаметрами труднее выделить над фоном, кроме того, они становятся неразрешенными и выпадают из нашей выборки при меньших расстояниях. Максимальные значения параметров возбуждения могут быть значительно искажены в случае относительного преобладания в одной из групп зон,

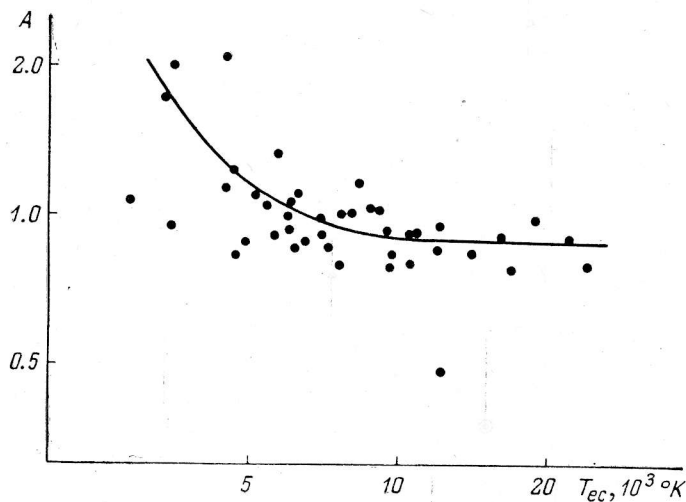


Рис. 7. Зависимость между отношением нормированных градиентов плотности и температуры и электронной температурой.

ограниченных по плотности. При этом сделать какие-либо выводы о соотношении параметров  $U$  в разных группах не удастся. Если же в нашей выборке преобладают ионизационно ограниченные источники, то соотношение максимальных параметров  $U$  должно быть близко к истинному, так как вклад оболочки должен быть примерно одинаков для зон высокого и низкого возбуждения. При дальнейшей интерпретации следует иметь в виду, что зависимости  $T_{ee}(N_{ec})$  и  $T_{ee}(U)$  отражают как различия в начальных условиях образования отдельных зон Н II, так и эволюционные различия. К сожалению, в настоящее время отсутствуют достаточно надежные и простые — для того чтобы их можно было применить в массовом порядке — методы определения возраста областей Н II. Для качественной оценки возраста исследуемых зон Н II можно воспользоваться градиентным возрастом [18], введя член, учитывающий градиент температуры:

$$t_{\text{град}} = 0.213 \times 10^8 v_t D N_{ec} \{ T_{ee} \text{grad } N_e + N_{ec} \cdot \text{grad } T_e \},$$

где размерности величин следующие:  $v_t$  — км/сек.,  $D$  — кпс,  $N_{ec}$  — см<sup>-3</sup>,  $T_{ee}$  — °К,  $\text{grad } N_e$  — см<sup>-3</sup>/угл. мин.,  $\text{grad } T_e$  — °К/угл. мин.

Вместо скоростей расширения, которые в большинстве случаев неизвестны, были использованы «турбулентные» скорости  $v_t$  по наблюдениям рекомбинационной радиологии Н 109α. Так как «турбулентные» скорости включают, кроме скоростей регулярного расширения, и скорости хаотических движений, то полученное  $t_{\text{град}}$  представляет по сути верхний предел.

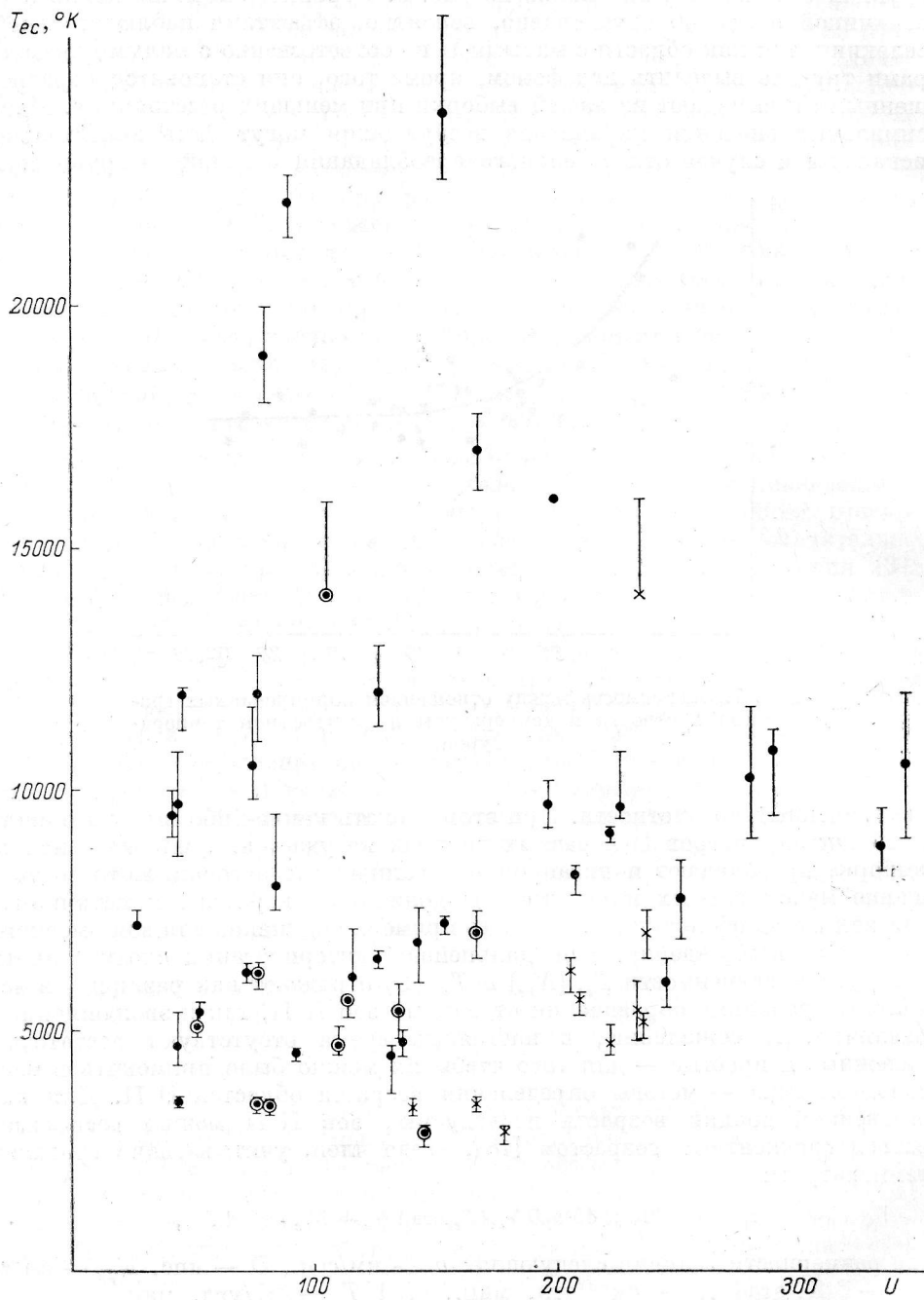


Рис. 8. Корреляция между параметром возбуждения и электронной температурой.  
 Обозначения те же, что и на рис. 6.

Предположим, что источником возбуждения любой зоны Н II в начале ее эволюции является скопление со стандартной функцией масс  $F(M) \propto M^{-2.35}$ , содержащее звезды вплоть до самых массивных  $M_* = 100 M_{\odot}$ . С помощью несложного расчета, используя данные об эволюции светимости и спектра звезд разной массы, приведенные в работах Хилминга [16, 17], можно показать, что в первые  $t < 4 \cdot 10^6$  лет жизни такого скопления основным источником ионизирующего излучения являются звезды с  $T_{eff} \geq 38\,000^\circ \text{K}$  и параметрами возбуждения в среднем

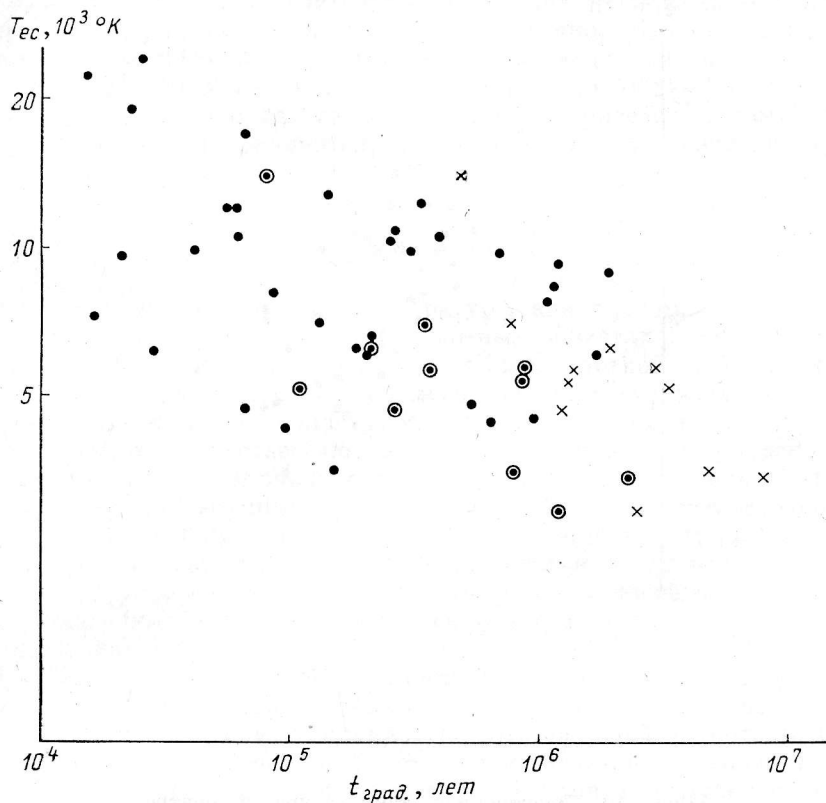


Рис. 9. Градиентный возраст источников и электронная температура.

$\approx 55$ . При  $t > 5 \cdot 10^6$  основная масса ионизирующего излучения характеризуется  $T_{eff} \leq 36\,000^\circ \text{K}$  и средним параметром возбуждения  $\sim 35$ . Таким образом, максимальные параметры  $U$  для зон высокого и низкого возбуждения, эволюционно связанных друг с другом, должны отличаться в 1.5 раза. И действительно, как видно из рис. 8, для небольшой группы источников низкого возбуждения такое соотношение выполняется. Интересно, что градиентный возраст источников этой группы  $(1-3.5) \cdot 10^6$  лет, хотя переоценивать это совпадение не следует. Эта группа почти полностью состоит из источников с неоднозначностью расстояния, за исключением G 316.8—0.1. Если в действительности они находятся на близких кинетических расстояниях, то их параметры возбуждения значительно ниже и существование эволюционных связей между зонами высокого и низкого возбуждения в нашей выборке представляется маловероятным. Если же скопления, ионизирующие «холодные» зоны, вообще не содержали массивных звезд со спектрами, более ранними, чем O9, то при сравнимых полных массах звезд в скоплениях, возбуждающих «холодные» и «горячие» зоны, параметры возбуждения вторых должны быть в 3—4 раза больше

первых. Наблюдаемое отношение не превышает 2, даже если устранить источники, для которых расстояние неоднозначно. Напомним, что, если источником возбуждения зоны Н II является не одна звезда, а несколько, то суммируются потоки за лаймановским пределом  $L_*$ , в то время как параметр возбуждения  $U \propto L_*^{1/3}$ , поэтому даже незначительное изменение  $U$  требует существенного увеличения  $L_*$ , а при ограниченном потоке  $L_*$  от одной звезды — числа звезд. Таким образом, наблюдаемое соотноше-

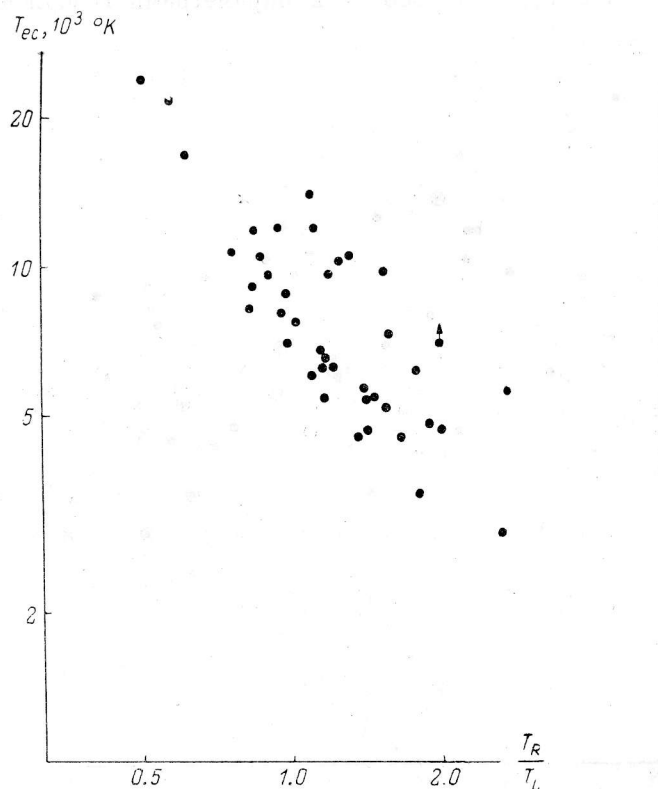


Рис. 10. Электронная температура в центре зоны Н II и степень отклонения ее рекомбинационного радиоизлучения от равновесного.

ние максимальных параметров возбуждения указывает на то, что скопления, ионизирующие зоны низкого возбуждения, более массивны и содержат больше звезд с  $T_{eff} \leq 35\,000^\circ\text{K}$ , чем скопления, ионизирующие зоны высокого возбуждения.

Хотя приведенная на рис. 9 зависимость  $T_e$  от градиентного возраста и показывает некоторое увеличение  $t_{град}$  с уменьшением  $T_e$ , большая часть источников имеет возраст  $< 10^6$  лет, характерного времени эволюции наиболее массивных звезд. Поэтому наиболее вероятно, что различие в физических условиях зон Н II отражает в основном различие начальных условий, за исключением небольшой группы источников, о которой говорилось выше.

Остановимся коротко на рекомбинационном радиоизлучении исследованных областей Н II. Как уже упоминалось выше, для каждого источника была вычислена равновесная температура, характеризующая ожидаемое рекомбинационное радиоизлучение. Тогда отношение  $T_R/T_L$ , в котором  $T_R$  — наблюдаемая температура источника по рекомбинацион-



ному излучению — характеризует степень отклонения наблюдаемого рекомбинационного излучения от равновесного. Величины  $T_R$  были взяты из обзоров [9, 10], выполненных в линии H 109α. В случае, если неравновесные эффекты существенны для рекомбинационных радиолиний, с понижением  $T_e$  усиление рекомбинационного излучения из-за отклонений от LTE возрастает и, следовательно, отношение  $T_R/T_L$  уменьшается. Поскольку на самом деле наблюдается обратное (рис. 10), неизбежен вывод, что неравновесные эффекты в излучении рекомбинационных радиолиний не могут быть значительны. В случае равновесного излучения соотношение, приведенное на рис. 10, естественно, объясняется влиянием оболочки. Действительно, если температура оболочки медленно возрастает от 3000—5000° К на границе с ядром до 7000—10000° К около стремгеновского радиуса, то учет оболочки приведет к тому, что  $T_L$  для «холодных» зон увеличится, а для «горячих» уменьшится, приближаясь к  $T_R$ .

### Заключение

Исследование электронной температуры как функции расстояния от центра возбуждения в 44 наиболее плотных областях ионизованного водорода показало, что в центральной наиболее плотной части зоны H II, в ее ядре, температура спадает по мере удаления от центра, затем в некоторой промежуточной области остается постоянной и в разреженной оболочке вновь возрастает по мере приближения к стремгеновскому радиусу. По численным значениям температуры в центре зоны H II могут быть разбиты на 2 группы: «горячие» зоны с  $T_{ec} > 7000^\circ \text{K}$  и «холодные» зоны с  $T_{ec} < 7000^\circ \text{K}$ . Предполагается, что первые представляют собой зоны высокого возбуждения с возбуждающими звездами O9 и более ранними ( $T_{eff} \geq 38\,000^\circ \text{K}$ ), а вторые — зоны низкого возбуждения с возбуждающими звездами спектрального класса O9.5 и более поздними ( $T_{eff} \leq 35\,000^\circ \text{K}$ ).

Показано, что отношение нормированных градиентов плотности и температуры приближенно постоянно для областей высокого возбуждения и возрастает с понижением температуры для областей низкого возбуждения. Отклонения от локального термодинамического равновесия, если они существуют, не оказывают заметного влияния на излучение зон H II в рекомбинационных радиолиниях. При интерпретации рекомбинационного радиоизлучения в рамках равновесного механизма необходимо учитывать градиенты температуры и плотности.

В заключение автор выражает благодарность Ю. Н. Парийскому за постоянный интерес к работе, а также Н. Ф. Корнеевой и Н. Е. Гольневой за помощь в вычислениях и подготовке материалов к печати.

### Литература

1. Т. Б. Пятунина, В. А. Согласнова, *Астрон. ж.*, 50, 508, 1973.
2. S. Sofia, *Ann. Astrophys.*, 30, No. 3, 377, 1967.
3. W. M. Goss, P. A. Shaver, *Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl.*, 14, 1, 1970.
4. P. A. Shaver, W. M. Goss, *Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl.*, 14, 77, 1970.
5. P. A. Shaver, W. M. Goss, *Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl.*, 14, 133, 1970.
6. P. G. Mezger, J. Schraml, *Astrophys. J.*, 156, 269, 1969.
7. J. M. MacLeod, L. H. Doherty, *Astrophys. J.*, 154, 833, 1968.
8. R. Rubin, *Astrophys. J.*, 153, 761, 1968.
9. E. C. Reifstein III, T. L. Wilson, B. F. Burke, P. G. Mezger, W. J. Altenhoff, *Astron. Astrophys.*, 4, 357, 1970.
10. T. L. Wilson, P. G. Mezger, F. F. Gardner, D. K. Milne, *Astron. Astrophys.*, 6, 364, 1970.

11. T. J. Kerr, G. R. Knapp, *Austr. J. Phys., Astrophys. Suppl.*, **18**, 9, 1970.
  12. V. Radhakrishnan, W. M. Goss, J. D. Murray, J. W. Brooks, *Astrophys. J. Suppl.*, **203**, 49, 1972.
  13. T. L. Wilson, *Astron. Astrophys.*, **19**, 354, 1972.
  14. R. M. Hjellming, *Astrophys. J.*, **143**, 420, 1966.
  15. R. M. Hjellming, *Interstellar Ionized Hydrogen*. Ed. Y. Terzian, Benjamin Press, 435, 1968.
  16. R. M. Hjellming, *Interstellar Ionized Hydrogen*. Ed. Y. Terzian, Benjamin Press, 171, 1968.
  17. R. M. Hjellming, *Astrophys. J.*, **154**, 533, 1968.
  18. A. A. Cunningham, *Astrophys. J.*, **151**, 945, 1968.
  19. C. G. Wynn-Williams, *Monthly Notices R. Astron. Soc.*, **142**, 453, 1969.
-