

ASTROFİZİKA

УДК 524.37

**СУММАРНЫЙ ПОТОК ЭНЕРГИИ, ИЗЛУЧАЕМЫЙ
ПЛАНЕТАРНЫМИ ТУМАННОСТЯМИ В ОБЛАСТИ $\lambda > 912 \text{ \AA}$,
РАДИУС ЦЕНТРАЛЬНЫХ ЗВЕЗД И КОЭФФИЦИЕНТ
ДИЛЛЮЦИИ****К.И.АЛЫШЕВА, А.Г.АЛИЛИ***Бакинский Государственный Университет
Alisheva_k@hotmail.com*

В работе дан более точный метод определения суммарного потока энергии, излучаемого оптически толстыми в лаймановском континууме планетарными туманностями в области $\lambda > 912 \text{ \AA}$. Это позволило оценить радиусы центральных звезд. Сравнение значений радиусов, полученных по методу, ранее разработанному нами, где коэффициент заполнения принимался равным единице, с методом, предложенным в данной работе, позволило оценить и, так называемый, коэффициент заполнения.

Ключевые слова: центральная звезда, планетарные туманности, оптическое расстояние, коэффициент диллюции.

Как отмечается в [1], после выявления важной роли изучения планетарных туманностей в звездной эволюции, в эволюции вещества во Вселенной увеличился интерес к планетарным туманностям. С другой стороны, возможности наблюдения планетарных туманностей во всех видах электромагнитного излучения позволили расширить круг вопросов.

В представленной работе нами рассмотрены три задачи. Предлагается более корректный метод определения суммарного потока энергии, излучаемого туманностями, оптически толстыми в лаймановском континууме по суммарному потоку энергии, излучаемому ими в линиях и континууме в области длин волн $\lambda > 912 \text{ \AA}$. Зная этот более точный поток, определяется светимость центральной звезды по методу, изложенному в [1].

Прежде всего, заметим, что мы выбрали туманности, оптически толстые в лаймановском континууме, согласно таблице VII.6 и диаграммы Герцшпрунга-Рессела в [1]. Кстати, все используемые параметры, в

том числе электронная концентрация n_e и электронная температура T_e в туманности, угловой радиус туманности θ , поток в линии H_β - $F(H_\beta)$, E_{B-V} для учета поглощения в межзвездной среде взяты из Приложения I в [1], температура ядра T_* , расстояние до туманности d также взяты из [1].

Важность решения второй задачи – определения радиусов центральных звезд само по себе имеет важное значение. Известно, что из диаграммы Герцшпрунга-Рессела делается вывод о том, что центральные звезды образуют эволюционную последовательность; звезда, находящаяся в правой части диаграммы, обычно самая молодая, она будет эволюционировать, перемещаясь в левую сторону диаграммы; это сопровождается ростом температуры при постоянной светимости [1]. Отсюда, конечно, вытекает, что такой эволюционный путь должен сопровождаться соответствующим уменьшением радиуса центральной звезды. В наших работах [2,3] вычислены радиусы центральных звезд, для которых построена диаграмма Герцшпрунга-Рессела и, конечно, подтвердилось сказанное в [1] логическое суждение о том, что рост температуры при постоянной светимости сопровождается соответствующим уменьшением радиуса центральной звезды.

Тем не менее, метод определения радиусов центральных звезд, предложенный нами в [2], имеет тот недостаток, что в формулу для определения радиуса входит, так называемый коэффициент заполнения в виде множителя, который принимается равным единице. Поскольку этот коэффициент ≤ 1 , в представленной работе мы предлагаем новый метод определения радиуса центральных звезд, где отсутствует коэффициент заполнения.

Поэтому из равенства, полученных нами двух выражений для радиуса центральных звезд, мы оценили и вышеупомянутый коэффициент. В связи с этим и тем, что некоторые соотношения, приведенные в [2] используются в данной работе, сначала коротко изложена суть работы [2].

Определение радиусов центральных звезд планетарных туманностей без учета коэффициента заполнения

Суть метода определения радиуса центральных звезд планетарных туманностей, оптически толстых в лаймановском континууме, при их полном заполнении ионизованным веществом, заключалась в следующем.

Если туманность оптически толстая в лаймановском континууме (L_c), то согласно [4]

$$\int_{x_o}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = \sum_{Ba} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}. \quad (1)$$

В (1) $x = \frac{h\nu}{kT_*}$, $x_i = \frac{h\nu_i}{kT_*}$, $x_o = \frac{h\nu_o}{kT_*}$, где ν_o – частота границы лаймановской серии, ν_i – частота i -й бальмеровской линии, T_* – эффективная температура центральной звезды. Величина A_i в (1) безразмерное отно-

шение, которое выражается через полную энергию, излучаемую

$$A_i = \frac{E_i}{\nu_i E_i^*}, \quad (2)$$

где E_i – полная энергия, излучаемая туманностью в i -й бальмеровской линии, E_i^* – энергия, излучаемая звездой в единичном интервале частот вблизи i -й бальмеровской линии и определяется формулой

$$E_i^* = 4\pi R_*^2 \pi I_{\nu_i}^*. \quad (3)$$

Здесь R_* – радиус центральной звезды, $I_{\nu_i}^*$ – средняя планковская интенсивность излучения центральной звезды в частоте ν_i ; для удобства $I_{\nu_i}^*$ выражается так:

$$I_{\nu_i}^* = \frac{2k^3 T_*^3}{c^2 h^2} \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}. \quad (4)$$

Поскольку количество энергии, излучаемой туманностью за 1 с в i -й бальмеровской линии

$$E_i = E_{i2} = n_i A_{i2} h \nu_{2i} V, \quad (5)$$

то вместо (2) с учетом (3) для A_i будем иметь

$$A_i = \frac{n_i A_{i2} h V}{4\pi^2 I_{\nu_i}^* R_*^2}. \quad (6)$$

Здесь A_{i2} – эйнштейновский коэффициент спонтанных переходов, V – объем туманности, светящейся в линиях водорода, n_i – концентрация атомов водорода в i -м состоянии и выражается по формуле

$$n_i = b_i n_e n^+ \frac{i^2 h^3}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{x_i / k T_e} \quad (7)$$

В (7) n_e и T_e – концентрация электронов и электронная температура туманности, соответственно, $n^+ = 0.8 n_e$ – концентрация протонов в условиях туманности, а b_i показывает во сколько раз значение $n_i / (n_e n^+)$ отличается от такового в состоянии термодинамического равновесия при температуре T_e . (в [4] подробно изложены вышеприведенные).

Как известно [1], туманность в первом приближении, рассматривается как сфера, заполненная ионизованным веществом с постоянной электронной концентрацией. Степень заполнения этой сферы ионизованным веществом оценивается так называемым коэффициентом заполнения ε . Если $\varepsilon=1$, то это означает, что сфера, радиуса R , равномерно заполнена ионизованным веществом, а $\varepsilon < 1$ означает меньшую или большую «скупченность» вещества. Как отмечается в [4], хотя это лишь упрощенная модель, она, по-видимому, хорошо представляет истинное положение. Та-

ким образом, принимается, что $V = \frac{4}{3}\pi R^3 \varepsilon$.

Итак, с учетом формул (4) и (6), а также соотношение для V , правую часть равенства (1) можно представить в виде:

$$\sum_{Ba} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} = 5.4 \cdot 10^{-12} \frac{\varepsilon R^3}{T_*^3 R_*^2} \sum n_i A_{i2}, \quad (8)$$

где согласно (7)

$$\sum_{i=3}^{\infty} n_i A_{i2} = 3.2 \cdot 10^{-16} \frac{n_e^2}{T_e^{3/2}} \sum_{i=3}^{\infty} i^2 A_{i2} e^{x_i/kT_e}.$$

Поэтому

$$\sum_{Ba} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} = \frac{2 \cdot 10^{-27} n_e^2 \varepsilon R^3 \sum_{i=3}^{\infty} i^2 A_{i2} b_i e^{x_i/kT_e}}{T_*^3 T_e^{3/2} R_*^2}. \quad (9)$$

Что касается левой части равенства (1), имея ввиду

$$\frac{1}{e^{x_i} - 1} = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-(n+1)x}$$

и ограничиваясь тремя слагаемыми, его можно представить в следующем виде.

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^{x_i} - 1} = \sum_{n=0}^{\infty} \int_{x_0}^{\infty} e^{-(n+1)x} x^2 dx = \sum_{n=0}^2 e^{-(n+1)x_0} \left[\frac{x_0^2}{n+1} + \frac{2x_0}{(n+1)^2} + \frac{2}{(n+1)^3} \right].$$

Таким образом, для определения радиуса центральной звезды имеем следующую формулу:

$$R_*^2 = \frac{2 \cdot 10^{-27} n_e^2 \varepsilon R^3 \sum_{i=3}^{\infty} i^2 A_{i2} b_i e^{x_i/kT_e}}{T_*^3 T_e^{3/2} \sum_{n=0}^2 e^{-(n+1)x_0} \left[\frac{x_0^2}{n+1} + \frac{2x_0}{(n+1)^2} + \frac{2}{(n+1)^3} \right]}. \quad (10)$$

В этой формуле сумма в числителе состоит из слагаемых, относящихся к восьми первым спектральным линиям бальмеровской серии водорода и бальмеровскому континууму, при численном значении его, равном излучению в линии H_β [4]. Что касается суммы в знаменателе, даже при очень больших значениях температуры центральной звезды достаточно взять сумму, состоящую из трех слагаемых. В (10) радиус самой туманности $R=d\theta$, где d —расстояние до туманности, θ —ее угловой радиус.

В (10) и других выражениях все параметры взять из [1]. В частности, n_e , T_e , T_* , расстояние d до туманности, ее угловой радиус θ , поток излучения $F(H_\beta)$, избыток цвета E_{B-V} для учета межзвездного поглощения взяты из [1], где кроме T_* и d приведенные параметры в Приложении [1].

Оценки радиусов центральных звезд по формуле (10) в работе [2], проводились при $\varepsilon=1$, исходя из того, что электронные концентрации, полученные по рекомбинационным линиям или по радиоконтинууму, и их связь с концентрациями, полученными путем анализа запрещенных линий, показывает хорошее согласие для однородной модели ($\varepsilon=1$).

Но, как отмечено в [1], наблюдаются большие туманности с малыми яркими областями, по запрещенным линиям которых определяется электронная концентрация. В этом случае электронная концентрация, определяемая по запрещенным линиям значительно больше таковой, определяемая по рекомбинационным линиям; или наоборот –наблюдаются туманности, у которых электронная концентрация, определяемая по рекомбинационным линиям больше, чем концентрация, определяемая по запрещенным линиям.

Таким образом, следует иметь ввиду, что $\varepsilon \leq 1$.

Кроме вышеотмеченных, в выражение (10) входят электронная концентрация n_e , а также угловой радиус θ и расстояние d через $R = \frac{\theta^2 d}{206265''}$.

Известно, что величина n_e нередко определяется с точностью до множителя 2, а θ имеет погрешность не меньше 20% (для получения подробной информации см [1]). Из-за приведенных выше, пришлось искать пути упрощения, формулы для R^* . Кроме того, мы старались выбрать туманности, параметры которых не должны иметь существенные погрешности и, конечно, оптически толстые в лаймановском континууме.

Кроме того, большая часть рассмотренных нами в настоящей туманности имеются на диаграмме Герцшпрунге-Рессела в [1] как оптически толстые в лаймановском континууме.

Определение суммарного потока энергии, излучаемого туманностью в линиях и континууме в области длин волн $\lambda > 912 \text{ \AA}$ и радиуса центральных звезд, с учетом коэффициента заполнения

Прежде всего, заметим, что в данной работе мы выбирали туманности, которые согласно [1] являются оптически толстыми в лаймановском континууме (в частности, см.табл. VII.6 в [1]), где специально выделяются 8 туманностей из 57 по словам автора [1], вероятно, оптически тонкие для излучения в лаймановском континууме и поэтому эти туманности не были рассмотрены нами.

Согласно [1], светимость центральной звезды оптически толстой в лаймановском континууме туманности

$$L = 4\pi d^2 100F(H_\beta) \text{ [эрг/с]}.$$

Здесь d –расстояние, $100F(H_\beta)$ –суммарный поток энергии, излучаемый туманностью в линиях и континууме в области длин волн $\lambda > 912 \text{ \AA}$ и

считается, что этот поток превосходит поток излучения в H_β приблизительно в 100 раз.

Как отмечается в [1], вероятно значение $100F(H_\beta)$ может отличаться от истинного не более, чем в два раза, за исключением холодных звезд, для которых эта оценка слишком занижена.

Исходя из только что сказанного, мы вывели формулу для оценки указанного выше суммарного потока, точнее множителя в замен 100. Обозначив этот множитель через H_Σ имеем,

$$L = 4\pi d^2 H_\Sigma F(H_\beta) \quad (11)$$

С другой стороны,

$$L = 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4.$$

Подставляя (10) в последнее выражение для L и имея в виду, что $R = d \sin \theta = \frac{d\theta''}{206265''}$, будем иметь.

$$L = \frac{1.62 \cdot 10^{-46} n_e^2 \varepsilon d^3 \theta^3 T_* \sum_{i=3}^{10} i^2 A_{i2} b_i e^{-x_i/kT_e}}{T_e^{3/2} \sum_{n=0}^2 e^{-(n+1)x_0} \left[\frac{x_0^2}{n+1} + \frac{2x_0}{(n+1)^2} + \frac{x_0}{(n+1)^3} \right]}. \quad (12)$$

Из равенств (11) и (12) получаем

$$d = \frac{7.7 \cdot 10^{46} F(H_\beta) T_e^{3/2} H_\Sigma \sum_{n=0}^2 e^{-(n+1)x_0} \left[\frac{x_0^2}{n+1} + \frac{2x_0}{(n+1)^2} + \frac{x_0}{(n+1)^3} \right]}{n_e^2 \varepsilon \theta^3 T_* \sum_{i=3}^{10} i^2 A_{i2} b_i e^{-x_i/kT_e}}. \quad (13)$$

При рассмотрении метода определения расстояния до планетарных туманностей сравнением электронной концентрации, полученной по запрещенным линиям и по измерению потока энергии в рекомбинационных линиях, имеем (см [1])

$$n_e \varepsilon^{1/2} = 2.74 \cdot 10^4 [F(H_\beta) t^{0.88} / \theta^3 d]^{1/2},$$

где $F(H_\beta)$ – в единицах 10^{-11} эрг/см²с, θ –в секундах дуги, d – расстояние в кпс, $t=10^{-4}T_e$ и принимается что $n^+ = 0.8n_e$.

Выражая d в см, $F(H_\beta)$ по прямым данным наблюдений (с учетом межзвездного поглощения), для предыдущего равенства будем иметь:

$$n_e \varepsilon^{1/2} = \{2.33 \cdot 10^{41} [F(H_\beta) t^{0.88} / \theta^3 d]\}^{1/2}$$

или

$$d = \frac{2.33 \cdot 10^{41} F(H_\beta) t^{0.88}}{\theta^3 n_e^2 \varepsilon} \quad (14)$$

Из равенств (13) и (14) для H_{Σ} получим

$$H_{\Sigma} = \frac{3 \cdot 10^{-6} t^{0.88} T_* \sum_{i=3}^{10} i^2 A_{i2} b_i e^{z_i/kT_e}}{T_e^{3/2} \sum_{n=0}^2 e^{-(n+1)x_0} \left[\frac{x_0^2}{n+1} + \frac{2x_0}{(n+1)^2} + \frac{2}{(n+1)^3} \right]} \quad (15)$$

Результаты вычислений H_{Σ} для выбранных (и оптически толстых в L_c) туманностей приводятся в таблице 1, где кроме n_e , T_* , T_e , даны и логарифмы потока излучения в H_{β} (после учета межзвездного поглощения).

Таблица 1

№	Туманность	$n_e, \text{см}^{-3}$	$LgF(H_{\beta})$	T_*, K	T_e, K	H_{Σ}	$H_{\Sigma}/100$
1.	NGC 40	1300	-9,92	35000	8500	129,68	1,30
2.	NGC 1360	50	-9,95	100 000	18000	71,25	0,71
3.	NGC 1535	4200	-10,31	73000	11000	68,33	0,68
4.	NGC 2003	6700	-10,96	67000	12000	68,12	0,68
5.	NGC 2392	3400	-11,23	89000	13000	69,22	0,69
6.	NGC 2440	2500	-10,02	190 000	14000	107,79	1,08
7.	NGC 2452	2000	-10,90	100 000	12000	72,45	0,72
8.	NGC 2792	3000	-10,40	95000	14000	70,30	0,70
9.	NGC 2867	2500	-10,17	107 000	12000	74,59	0,75
10.	NGC 3132	1000	-10,23	85000	9500	70,84	0,71
11.	NGC 3211	900	-10,74	115 000	12000	77,29	0,77
12.	NGC 3242	3300	-9,70	68000	11000	68,60	0,69
13.	NGC 5315	30000	-9,81	46000	9000	86,41	0,86
14.	NGC 5882	4000	-9,97	61000	9000	72,17	0,72
15.	NGC 6210	7500	-9,96	55000	10 000	74,24	0,74
16.	NGC 6543	4000	-9,51	58000	8300	74,56	0,75
17.	NGC 6572	20000	-9,39	67000	10500	69,11	0,69
18.	NGC 6720	600	-9,96	100 000	10 000	73,97	0,74
19.	NGC 6741	10 000	-10,19	210 000	11600	118,77	1,19
20.	NGC 6778	1700	-10,81	55000	10 000	74,24	0,74
21.	NGC 6790	15000	-9,97	80 000	12000	68,16	0,68
22.	NGC 6853	200	-9,38	103 000	12000	73,34	0,73
23.	NGC 6886	12000	-10,47	163 000	13000	96,12	0,96
24.	NGC 7009	8000	-9,62	74000	9000	70,25	0,70
25.	NGC 7026	9500	-9,91	60 000	9500	71,95	0,72
26.	NGC 7027	80000	-8,82	295 000	14000	158,27	1,58
27.	IC 418	14000	-9,30	32000	8500	157,09	1,57
28.	IC 1747	3800	-10,48	67000	10 000	69,55	0,70

№	Туманность	$n_e, \text{см}^{-3}$	$LgF(H\beta)$	$T_*, \text{К}$	$T_e, \text{К}$	H_Σ	$H_\Sigma/100$
29.	IC 2165	5000	-10,34	116000	13000	77,14	0,77
30.	IC 4997	20 000	-10,07	57000	18000	70,24	0,70
31.	IC 5217	10 000	-10,53	78000	11000	68,56	0,69
32.	J 900	7000	-10,46	135000	11500	85,23	0,85
33.	HU 1-2	9000	-10,53	100 000	16000	71,30	0,71
34.	IC 2448	3000	-10,72	84000	12500	68,48	0,68
35.	NGC 3587	200	-10,49	117 000	10 000	79,64	0,80
36.	NGC 6302	7300	-9,18	270 000	16500	145,16	1,45
37.	NGC 6501	560	-10,53	140 000	12000	87,02	0,87
38.	NGC 6818	2800	-10,29	120 000	12000	79,09	0,79
39.	NGC 6891	4400	-10,43	43000	10000	91,63	0,92
40.	NGC 6826	2500	-9,94	42000	10700	93,53	0,94
41.	IC 351	3500	-11,31	66000	12000	68,28	0,68
42.	IC 3568	7000	-10,51	55000	11000	73,36	0,73
43.	J 320	8700	-11,07	69000	12000	67,89	0,68
44.	He 2-131	18000	-9,91	25000	7000	338,61	3,39
45.	Hb 12	400 000	-10,00	44 000	13000	86,79	0,87
46.	Cn 3-1	7200	-10,95	25000	8000	329,36	3,29
47.	NGC 2438	200	-10,55	134 000	12000	84,48	0,84
48.	NGC 6072	300	-10,37	100 000	12000	72,45	0,72
49.	NGC 6439	20 000	-10,82	110 000	12000	75,58	0,76
50.	NGC 6563	900	-10,63	118 000	12000	78,36	0,78
51.	NGC 6772	200	-10,59	120 000	12000	79,09	0,79
52.	NGC 6781	350	-10,33	100 000	12000	72,45	0,72
53.	NGC 6565	7000	-10,78	67000	8000	72,16	0,72
54.	NGC 6537	17 500	-9,73	165 000	12000	97,63	0,98

Из формулы (15) и таблицы 1 видно, что H_Σ меняется в малых пределах, т.к. зависимость H_Σ от обеих температур в общем слабая. Эта зависимость довольно заметно выявляет себя, когда и температура звезды и электронная температура туманности слишком малы (например, для туманностей He 2-131 и Cn 3-1 $T_*=25000$ К, $T_e=7000-8000$ К и $H_\Sigma = 338$). В этом случае H_Σ довольно заметно отличается от принятого в литературе значения $H_\Sigma = 100$ и иногда доходит до $H_\Sigma > 300$ (расчеты для туманности Ps-1 (она не вошла в таблицу 1) показывают, что для этой туманности $H_\Sigma \cong 500$, при $T_*=23000$ К, $T_e=9000$ К).

Сравнение выражения (11) для светимости с общепринятым выражением $L = 4\pi R_*^2 \sigma T_*^4$ приводит к следующей формуле для определения R_* :

$$R_* = \frac{1.33 \cdot 10^2 d [F(H_\beta) H_\Sigma]^{1/2}}{T_*^2}. \quad (16)$$

Результаты расчетов радиуса центральных звезд планетарных туманностей по (16), а также по (10) в единицах радиуса Солнца даны в таблице 2.

Таблица 2

Туманность	R_*/R_o	R'_*/R_o	ε
NGC 40	0,490	0,483	0,9822
NGC 1360	0,028	0,029	1,0558
NGC 1535	0,217	0,096	0,1930
NGC 2003	0,121	0,068	0,3146
NGC 2392	0,084	0,007	0,079
NGC 2440	0,056	0,027	0,2389
NGC 2452	0,170	0,053	0,0988
NGC 2792	0,107	0,086	0,6537
NGC 2867	0,070	0,073	1,0830
NGC 3132	0,066	0,035	0,2902
NGC 3211	0,034	0,042	1,5513
NGC 3242	0,228	0,113	0,2468
NGC 5315	0,740	0,418	0,3216
NGC 5882	0,186	0,182	0,9620
NGC 6210	0,032	0,035	1,1827
NGC 6543	0,530	0,453	0,7290
NGC 6572	0,284	0,154	0,2954
NGC 6720	0,015	0,019	1,5315
NGC 6741	0,020	0,016	0,6834
NGC 6778	0,074	0,066	0,7964
NGC 6790	0,113	0,094	0,7002
NGC 6853	0,027	0,024	0,8149
NGC 6886	0,054	0,025	0,2231
NGC 7009	0,199	0,084	0,1779
NGC 7026	0,718	0,355	0,2473
NGC 7027	0,054	0,033	0,3798
IC 418	0,525	0,678	1,6700

Туманность	R_*/R_o	R'_*/R_o	ε
IC 1747	0,403	0,189	0,2231
IC 2165	0,039	0,049	1,6125
IC 4997	0,144	0,114	63,6498
IC 5217	0,102	0,065	0,4153
J 900	0,083	0,035	0,1837
HU 1-2	0,064	0,041	0,4066
IC 2448	0,044	0,048	1,2063
NGC 3587	0,025	0,009	0,2270
NGC 6302	0,011	0,007	0,4426
NGC 6501	0,030	0,015	0,2567
NGC 6818	0,066	0,043	0,4242
NGC 6891	0,282	0,204	0,5217
NGC 6826	0,409	0,346	0,7133
IC 351	0,142	0,074	0,2725
IC 3568	0,136	0,074	0,2999
J 320	0,054	0,030	0,3071
He 2-131	2,187	1,925	2,6203
Hb 12	0,582	0,399	0,7887
Cn 3-1	1,782	1,260	0,4988
NGC 2438	0,036	0,032	0,7963
NGC 6072	0,080	0,059	0,5506
NGC 6439	0,056	0,021	0,1473
NGC 6563	0,028	0,015	0,2799
NGC 6772	0,048	0,024	0,2514
NGC 6781	0,132	0,051	0,1512
NGC 6565	0,155	0,059	0,1480
NGC 6537	0,112	0,073	0,4321

Как и ожидалось, радиусы, вычисленные по формуле (10), в ос-

новном, заметно больше, чем радиусы, вычисленные по формуле (16), так как входящий в формулу (10) коэффициент заполнения, принят равным единице. Из отношения радиусов, вычисленных по формулам (10) и (16) можно оценить коэффициент заполнения туманностей.

Результаты этих вычислений приведены в последнем столбце таблицы 2. Как видно из таблицы для некоторых туманностей коэффициент заполнения больше единицы, причиной которой может являться, в частности, ошибки в значении n_e .

Для примера рассмотрим туманность IC 418. Для этой туманности из литературы известны два значения $n_e=2,0 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $n_e=1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$. Первое определено по линиям водорода, а второе по запрещенным линиям. Из таблицы 2 видно, что для этой туманности при $n_e=1,4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ получено $\varepsilon=1,67$, а при $n_e=2,0 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ коэффициент заполнения $\varepsilon=0,75$. Поэтому можно сделать вывод, что электронная концентрация, определяемая по линиям водорода может быть более реальной. Аналогичные выводы можно сделать по поводу случаев, когда получается $\varepsilon > 1$. В этом случае определенная допустимая корреляция в значение n_e приводит к реальному значению ε . Здесь следует еще раз заметить, что величина n_e часто определяется лишь с точностью до множителя 2. [1].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из таблицы 2 видно, что радиусы центральных звезд располагаются в интервале от $1R_{\odot}$ или несколько большего до менее $0,01 R_{\odot}$. Как известно, за период времени от 20 000 до 40 000 лет эффективная температура центральной звезды возрастает, по крайней мере, в десять раз, а затем начинает охлаждаться и в течении всего этого процесса радиус звезды уменьшается, причем от $1 R_{\odot}$ или несколько большего до менее $0,01 R_{\odot}$.

Наши расчеты явно показывают, что действительно, с ростом температуры звезды, соответственно, уменьшается радиус так, что светимость остается постоянной, а затем параллельно со светимостью и температура и радиус уменьшаются и звезда превращаются в белые карлики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Потташ С. Планетарные туманности, перевод с английского Е.Б.Костяковой. М.: Мир, 1987.
2. Guseinov R.E., Alisheva K.I. Fizika. **6**, 1, 2000
3. Соболев В.В. Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, 1987.
4. Алышева К.И. «Некоторые аспекты эволюции центральных звезд планетарных туманностей» Физика ж., 2001.
5. Walton N.A., Pottash S.R., Real N.K., Taylor A.R. The central star of NGC 7027. Astron. and Astrophys., 1988, 200, №1-2, p.21-24.

**PLANETAR DUMANLIQLARIN $\lambda > 912 \text{ \AA}$ OBLASTINDA TAM ŞÜALANMA SELİ,
MƏRKƏZİ ULDUZLARIN RADIUSLARI VƏ DOLULUQ ƏMSALI**

K.I.ALIŞEVA, A.H.ƏLİLİ

XÜLASƏ

İşdə layman kontinuumda optik qalın olan planetar dumanlıqlar üçün $\lambda > 912 \text{ \AA}$ oblastında tam şüalanma selinin təyininin daha dəqiq üsulu verilmişdir. Bu işə öz növbəsində mərkəzi ulduzların radiuslarını qiymətləndirməyə imkan vermişdir. İşdə təklif olunan üsulla təyin olunmuş radiusların, əvvəlki işlərdə təyin olunmuş radiuslarla müqayisəsi (burada doluluq əmsalı vahid qəbul olunurdu) doluluq əmsalının dəqiq qiymətini təyin etməyə imkan vermişdir.

Acar sözlər: planetar dumanlıqlar, mərkəzi ulduzların radiusları, doluluq əmsalı.

**THE TOTAL ENERGY FLUX OF PLANETARY NEBULAE IN THE REGION $\lambda > 912 \text{ \AA}$,
THE RADII OF CENTRAL STARS AND FILLING FACTOR**

K.I.ALISHOVA, A.H.ALILI

SUMMARY

In this work the more precise method of definition of the total energy flux radiated by optically thick in Lyman continuum planetary nebulae in the region $\lambda > 912 \text{ \AA}$ is given. It made possible to estimate the radii of central stars. Comparison of the values of the radiuses obtained by the method earlier developed by us where the filling factor was accepted equal to unity, with the ones estimated by the method offered in given work, permitted to estimate filling factor also.

Key words: planetary nebulae, radii of central stars, filling factor

Поступила в редакцию: 08.05.2013 г.

Подписано к печати: 24.05.2013 г.