

## О РАСШИРЕНИИ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

В. В. ВИТЯЗЕВ

Поступила 26 июля 1968

С надежным положительным коэффициентом корреляции подтверждается статистическая зависимость между скоростями расширения и радиусами планетарных туманностей. Рассматривается расширение туманностей под действием прямого  $L_c$ - и диффузного  $L_a$ -излучений. Показана заметная роль  $L_a$ -излучения в динамике туманностей. При предположении о расширении оболочки под действием корпускулярного давления получена оценка мощности истечения вещества из ядер планетарных туманностей ( $\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ ).

*Введение.* Из наблюдений известно, что линии излучения в спектрах планетарных туманностей раздвоены. Это свидетельствует либо о расширении, либо о сжатии туманностей [1]. Прямые измерения диаметров некоторых ближайших туманностей на снимках, сделанных с промежутками в несколько десятилетий [2—4] говорят о расширении этих туманностей. В настоящее время этот вывод переносится и на все остальные планетарные туманности.

Изучая вопросы расширения туманностей, И. Н. Минин [5], Вилсон [6], Туров [7] указывали на то, что скорости расширения увеличиваются с ростом радиусов. Это можно интерпретировать как факт ускоренного расширения туманностей.

При теоретическом рассмотрении динамики туманностей В. А. Амбарцумян [8] показал, что планетарные туманности не могут быть механически равновесными образованиями, а должны находиться в состоянии движения. Для изучения динамики туманностей можно рассматривать различные силы, действующие на газовые оболочки. Очевидно, что роль сил притяжения ничтожна из-за огромного удаления туманности от центральной звезды. В. А. Амбарцумян указал на большую роль светового давления и предложил разделить световое поле на поля  $L_c$ - и  $L_a$ -излучений.

Роль  $L_*$ -излучения изучалась И. Н. Мининым [5] и Занстра [9]. В их работах было показано, что под действием давления излучения ядра в лаймановском континууме туманность большой оптической толщины расширяется с ускорением, дающим увеличение скорости расширения на величину порядка 10 км/сек за время эволюции туманности. Полученная оценка скорости все же меньше действительно наблюдаемых скоростей. Отмечая это, Занстра [10] нашел, что газовое давление может дать скорости расширения, сравнимые с наблюдаемыми.

В принципе возможно рассмотрение расширения туманности под действием корпускулярного излучения центральной звезды. Однако из-за недостаточности наблюдательных данных этот вопрос еще не изучался достаточно подробно.

В настоящей статье подтверждается существование статистической зависимости скоростей расширения от радиусов туманностей, а также рассматривается расширение планетарных туманностей под действием светового и корпускулярного давлений. При этом получены теоретические параметры туманности и ядра в предположении о преобладающем действии на туманность только одной из рассматриваемых сил.

1. *Статистическая зависимость между скоростями и радиусами.* В работе И. Н. Минина [5] была найдена статистическая зависимость между скоростями расширения туманностей и коэффициентами диллюции. При этом скорости расширения брались по данным спектроскопических наблюдений Вилсона [11], а коэффициенты диллюции вычислялись по формуле В. В. Соболева [12]:

$$\lg W = -7.0 - 0.4 m_* - 2 \lg D'' + \frac{14700}{T_*}, \quad (1)$$

где  $m_*$  — фотографическая звездная величина ядра,  $D''$  — диаметр туманности в секундах,  $T_*$  — температура ядра. Эти данные, известные из прямых наблюдений, были взяты из каталога Б. А. Воронцова-Вельяминова [13]. Характер найденной зависимости оказался таким, что с уменьшением коэффициентов диллюции скорость расширения увеличивалась.

С другой стороны, между коэффициентом диллюции, радиусом туманности  $R$  и радиусом центральной звезды  $r_*$  существует известное соотношение:

$$W = \frac{1}{4} \left( \frac{r_*}{R} \right)^2. \quad (2)$$

Это указывает на то, что между скоростями расширения туманностей и их радиусами тоже должна существовать статистическая зависимость,

причем следует ожидать увеличения скоростей расширения с увеличением радиусов. Однако расстояния до туманностей определены плохо. Прямыми способами они были получены лишь для нескольких объектов, различные же косвенные методы дают сильно расходящиеся результаты. Недавно О'Делл [14] провел тщательные фотовольтамперметрические измерения потоков в линии  $H\beta$  и, пользуясь способом И. С. Шкловского [15], составил наиболее полный и надежный каталог планетарных туманностей. Кроме того, Туров [7], используя данные Вилсона и О'Делла, из найденных им статистических соотношений между различными параметрами туманностей и их ядер нашел скорости расширения тринадцати туманностей, для которых они не были определены спектроскопически. Все эти данные содержатся в табл. 1.

Таблица 1

Туманность	$V$ км/сек	$R \cdot 10^{+3}$ пс	Туманность	$V$ км/сек	$R \cdot 10^{+3}$ пс
NGC 1535	19.8	91	NGC 6853	38.6*	213
2003	17.5*	73	6884	22.5	58
2392	53.7	120	6886	18.6	66
2440	22.3	131	7009	20.6	82
3132	13.4*	63	7026	40.9	96
3242	19.9	92	7027	21.4	61
4846	19.0*	49	7662	26.1	65
5117	17.7*	28			
6210	21.1	75	IC 351	14.5	86
6543	12.0	45	418	21.1	57
6567	17.9	61	2149	20.2	58
6572	15.7	62	2165	20.0	69
6720	30.0	113	3568	15.2*	112
6741	20.7	67	4593	12.6*	87
6778	17.7*	141	4634	14.8	73
6790	21.5*	44	5217	17.3*	56
6803	14.0	49			
6807	16.6*	29	I 320	17.3	84
6818	28.3	75	900	17.7	115
6926	16.5*	70			
6833	22.4*	59	HD 184738	26.4	50

\* Скорости из работы Турова [7].

По ним было произведено статистическое исследование зависимости скоростей расширения  $V$  от радиусов  $R$ .

На рис. 1 показан результат сопоставления этих величин для тридцати девяти туманностей.

Статистическая обработка данных дает для средней скорости расширения величину  $21 \text{ км/сек}$ , для среднего радиуса —  $0.08 \text{ пс}$ . Вычисленный для статистической зависимости  $V$  от  $R$  коэффициент корреляции оказался  $+0.48 \pm 0.12$  (коэффициент корреляции для зависимости  $V$  от  $W$  из работы [5] оказался равным  $+0.48 \pm 0.20$ ). Если вместо радиусов О'Делла брать радиусы из каталога И. С. Шкловского [15], то соответствующий коэффициент корреляции оказывается равным  $0.32 \pm 0.20$ . Все эти результаты говорят о слабой, но довольно

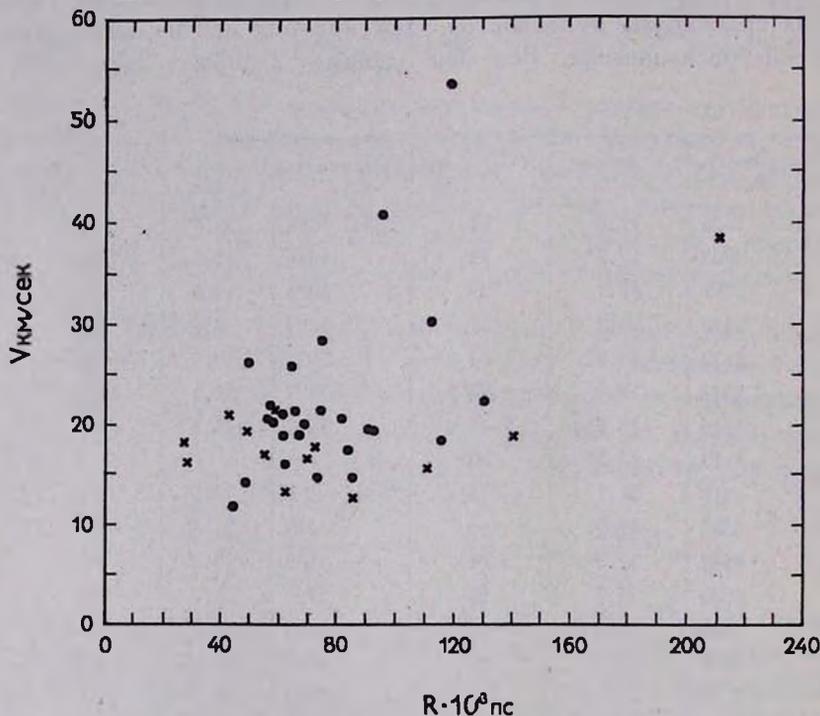


Рис. 1.

надежной статистической зависимости между скоростями расширения туманностей и их радиусами. Малая величина коэффициента корреляции объясняется, во-первых, низкой точностью каталогов (главным образом из-за принципиальных ошибок определения расстояний косвенными методами), во-вторых, зависимостью скоростей расширения не только от радиусов, но и от других параметров. Обе эти причины приводят к большому разбросу точек на рис. 1.

Все же полученные результаты позволяют уверенно судить о качественной стороне зависимости  $V$  от  $R$ . Положительный знак ко-

эфициента корреляции означает статистический рост скоростей с увеличением радиусов, что указывает на ускоренный характер расширения туманностей.

Нужно заметить, что Г. А. Гурздян [16], используя аналогичный статистический материал, пришел к выводу о замедленном расширении туманностей. Однако в его распоряжении находились менее надежные значения радиусов для 24 туманностей (в настоящей работе используются более надежные данные для 39 туманностей). Им не проводилось никакой статистической обработки имевшегося материала. Вычисленный для его данных коэффициент корреляции оказался равным  $+0.36 \pm 0.20$ . Большая ошибка этого коэффициента корреляции не позволяет делать сколько-нибудь определенные заключения о наличии корреляции между скоростями расширения и радиусами. Однако знак этого коэффициента корреляции остается положительным даже в пределах ошибки, что само по себе не дает основания для вывода о замедленном расширении туманностей.

2. *Расширение под действием  $L_\alpha$ -излучения.* Будем считать, что полностью ионизованная водородная туманность представляет собой тонкую сферическую оболочку с внутренним радиусом  $R$  и толщиной  $\delta$  ( $\delta \ll R$ ). При поглощении туманностью  $L_\alpha$ -излучения ей передается некоторый импульс, под действием которого она расширяется. Примем, что в процессе расширения толщина оболочки не меняется. Пусть в некоторый момент времени туманность имела оптическую толщину в лаймановском континууме  $\tau_0$ , радиус  $R_0$  и расширялась со скоростью  $V_0$ . Ставится задача о нахождении зависимости скорости расширения туманности от радиуса в процессе эволюции.

Обозначим массу туманности через  $M$ , светимость ядра в лаймановском континууме через  $E$ , оптическую толщину у предела серии Лаймана через  $\tau$ , тогда уравнение движения оболочки запишется следующим образом:

$$M \frac{dV}{dt} = \frac{E}{c} (1 - e^{-\tau}), \quad (3)$$

где  $dV/dt$  — ускорение оболочки,  $c$  — скорость света.

Зависимость оптической толщины от радиуса дается формулой

$$\tau = \int_R^{R+\delta} \kappa n_1 dr. \quad (4)$$

Здесь  $\kappa$  — коэффициент поглощения, рассчитанный на один атом водорода у предела серии Лаймана,  $n_1$  — концентрация атомов водорода

в основном состоянии. Пусть степень ионизации  $n^+/n_1$  ( $n^+$  — концентрация протонов) постоянна во всей туманности (или во всей зоне II для туманностей с оптической толщиной  $\tau \gg 1$ ). С помощью формулы ионизации для оптически тонких туманностей можно легко получить, что при сделанных предположениях степень ионизации  $n^+/n_1$  не зависит от радиуса  $R$ . Кроме того, определяя полную концентрацию атомов водорода с помощью формулы

$$n = \frac{M}{m_H 4\pi R^2 \delta}, \quad (5)$$

где  $m_H$  — масса атома водорода и считая  $n^+ \approx n$ , из формулы (4) получим

$$\tau = \left( \frac{R_1}{R} \right)^2. \quad (6)$$

Здесь

$$R_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{M \times n_1}{m_H \pi n^+}}. \quad (7)$$

Несмотря на то, что формула (6) была получена для оптически тонких туманностей, ее можно применять и для оптически толстых туманностей, так как при  $\tau \gg 1$  экспонента в уравнении (3) много меньше единицы. Следовательно, пока радиус туманности  $R$  не станет равным  $R_1$ , зависимость  $\tau$  от  $R$  не сказывается на характере изменения скорости с ростом радиуса. Если  $R \gg R_1$  то  $\tau \ll 1$ , и изменение скорости с ростом радиуса будет полностью определяться полученной зависимостью (6).

Пользуясь формулой (6) и исключая из уравнения (3) время, получим:

$$V \frac{dV}{dR} = \frac{E}{Mc} \left[ 1 - e^{-\left(\frac{R_1}{R}\right)^2} \right]. \quad (8)$$

При начальных условиях

$$R = R_0, \quad V = V_0, \quad \tau = \tau_0 \quad (9)$$

решение уравнения (8) записывается следующим образом:

$$V \left( \frac{R}{R_0} \right) = \sqrt{V_0^2 + F \frac{E}{VM} D \left( \frac{R}{R_0}, \tau_0 \right)}. \quad (10)$$

В этой формуле

$$F = \frac{2R_1}{c\sqrt{M}} = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\times n_1}{m_H \pi n^+}}. \quad (11)$$

$$D\left(\frac{R}{R_0}, \tau_0\right) = \frac{1}{\sqrt{\tau_0}} \left[ \frac{R}{R_0} (1 - e^{-\tau}) - (1 - e^{-\tau_0}) + \sqrt{\pi\tau_0} (\Phi(\sqrt{V\tau_0}) - \Phi(\sqrt{V\tau})) \right], \quad (12)$$

$\Phi(z)$  — интеграл вероятностей

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-x^2} dx, \quad (13)$$

При неограниченном увеличении величины  $R/R_0$  переменный множитель  $D(R/R_0, \tau_0)$  стремится к своему предельному значению, при этом скорость расширения туманности оказывается ограниченной величиной

$$V(\infty) = \sqrt{V_0^2 + F \frac{E}{\sqrt{M}} \left[ \sqrt{\pi} \Phi(\sqrt{V\tau_0}) - \frac{1}{\sqrt{\tau_0}} (1 - e^{-\tau_0}) \right]}. \quad (14)$$

Для туманностей, у которых  $\tau_0 < 1$ , вместо формул (10) и (14) имеем

$$V\left(\frac{R}{R_0}\right) = \sqrt{V_0^2 + F \frac{E}{\sqrt{M}} \sqrt{\tau_0} \left(1 - \frac{R_0}{R}\right)}, \quad (15)$$

$$V(\infty) = \sqrt{V_0^2 + F \frac{E}{\sqrt{M}} \sqrt{\tau_0}}. \quad (16)$$

С физической стороны существование предельной величины для скорости расширения объясняется уменьшением оптической толщины туманности при расширении, в результате чего уменьшается поглощаемое ею количество  $L_c$ -квантов.

Из полученных формул видно, что скорость расширения существенно определяется параметром  $E/\sqrt{M}$ . Предполагая, что ядро туманности излучает как абсолютно черное тело, для светимости  $E$  находим:

$$E = \frac{8\pi^2 r^2 h}{c^2} \left(\frac{kT_*}{h}\right)^4 \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}, \quad (17)$$

где  $h$  — постоянная Планка,  $x_0 = \chi_1/kT_*$ ,  $\chi_1$  — потенциал ионизации атома водорода,  $k$  — постоянная Больцмана.

В табл. 2 приводятся значения светимостей  $E$  для различных температур ядер  $T_*$ , вычисленные по формуле (17) при  $r_* = 3 \cdot 10^{10}$  см.

Таблица 2

$T_*$ °K	$E$ эрг/сек
50 000	$0.23 \cdot 10^{37}$
70 000	$1.2 \cdot 10^{37}$
100 000	$5.7 \cdot 10^{37}$
130 000	$17 \cdot 10^{37}$
150 000	$31 \cdot 10^{37}$

Взяв для массы туманности значение  $M = 0.01 M_\odot$ , с помощью табл. 2 находим  $E/\sqrt{M} = 1.3 \cdot 10^{22}$  при  $T_* = 100\,000$  °K. В табл. 3 показаны скорости расширения туманностей с различными начальными оптическими толщинами для интервала значений параметра  $Z = 10^{-22} E/\sqrt{M}$  от 0.5 до 1.5, что при взятом значении  $M = 0.01 M_\odot$  соответствует изменению  $T_*$  от 70 000 до 130 000 °K. Вычисления проводились по формуле (12) при  $V_0 = 10$  км/сек и  $n^+/n_1 = 10^4$ .

3. *Расширение под действием  $L_\alpha$ -излучения.* При поглощении туманностью излучения лаймановского континуума происходит образование  $L_\alpha$ -квантов. Из-за большой оптической толщины туманности в частотах линии  $L_\alpha$  кванты долго диффундируют в среде. Диффузии  $L_\alpha$ -излучения посвящено много работ, авторы которых рассматривают главным образом внутренние эффекты диффузии, не касаясь вопроса о расширении туманности в целом.

Для качественного выяснения роли  $L_\alpha$ -излучения в расширении туманности рассмотрим туманность, толщина которой много меньше радиуса. В этом случае ее слои можно считать плоскопараллельными. Из-за поглощения в туманности к внешней границе доходит лишь часть падающего на внутреннюю границу  $L_\alpha$ -излучения. Поэтому количество  $L_\alpha$ -квантов, образующихся у внешней границы, меньше количества  $L_\alpha$ -квантов, образующихся у внутренней границы. В процессе диффузии  $L_\alpha$ -кванты подходят к границам и могут выходить из туманности. Следовательно, поток выходящего через внешнюю границу  $L_\alpha$ -излучения будет меньше потока  $L_\alpha$ -излучения, выходящего через внутреннюю границу. Разностью этих потоков и объясняется возникновение силы отдачи, заставляющей туманность расширяться в целом.

Таблица 3

СКОРОСТИ РАСШИРЕНИЯ  $V$  В км/сек

$Z$ $R/R_0$		$\tau_0=0.5$					$\tau_0=1$				
		0.5	0.7	1.0	1.3	1.5	0.5	0.7	1.0	1.3	1.5
1.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	
1.5	11.7	12.2	13.1	13.9	14.4	12.0	12.7	13.7	14.6	15.2	
2.0	12.5	13.4	14.6	15.7	16.4	13.0	14.0	15.5	16.8	17.6	
2.5	13.0	14.0	15.4	16.7	17.5	13.7	14.8	16.5	18.0	19.0	
3.0	13.3	14.3	15.9	17.3	18.2	14.1	15.4	17.2	18.8	20.0	
3.5	13.5	14.6	16.3	17.8	18.7	14.4	15.8	17.7	19.4	20.5	
4.0	13.6	14.8	16.5	18.0	19.2	14.6	16.0	18.0	19.8	20.9	
5.0	13.9	15.2	17.0	18.5	19.5	14.8	16.3	18.4	20.2	21.4	
6.0	14.1	15.4	17.2	18.9	19.9	15.1	16.6	18.8	20.7	21.9	
7.0	14.2	15.5	17.3	19.0	20.0	15.2	16.8	19.1	21.1	22.2	
$\infty$	14.8	16.3	18.4	20.3	21.4	16.1	17.9	20.4	22.6	24.0	

$Z$ $R/R_0$		$\tau_0=2$					$\tau_0=5$				
		0.5	0.7	1.0	1.3	1.5	0.5	0.7	1.0	1.3	1.5
1.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	10.0	
1.5	12.2	12.9	14.0	15.0	15.6	11.8	12.4	13.3	14.2	14.7	
2.0	13.3	14.5	16.0	17.4	18.2	13.1	14.1	14.4	17.0	17.8	
2.5	14.1	15.4	17.2	18.9	19.9	14.1	15.4	17.2	18.8	19.8	
3.0	14.3	16.1	18.1	19.9	21.0	14.7	16.1	18.2	20.0	21.1	
3.5	15.0	16.5	18.7	20.7	21.8	15.3	16.8	19.2	21.2	22.3	
4.0	15.3	16.9	19.2	21.2	22.2	15.6	17.3	19.8	21.9	23.1	
5.0	15.7	17.4	19.8	21.9	23.2	16.2	18.0	20.7	22.9	24.3	
6.0	16.0	17.8	20.3	22.4	23.8	16.6	18.5	21.2	23.5	25.0	
7.0	16.3	18.0	20.7	22.7	24.2	16.8	18.8	21.6	24.0	25.5	
$\infty$	17.3	19.4	22.3	24.8	26.3	18.6	20.9	24.2	27.1	28.8	

Обозначим через  $f$  силу отдачи, действующую на  $1 \text{ см}^2$  внутренней поверхности туманности. Из уравнения переноса излучения находим

$$f = \frac{1}{c} \left[ \int I(R, \theta) \cos^2 \theta d\omega - \int I(R + \delta, \theta) \cos^2 \theta d\omega \right]. \quad (18)$$

В этой формуле  $I(R, \theta)$  и  $I(R + \delta, \theta)$  — интенсивности  $L_\alpha$ -излучения, выходящего через внутреннюю и внешнюю границы туманности соот-

ветственно под углом  $\theta$  к нормали,  $d\omega$  — элемент телесного угла. Интегрирование производится по всем направлениям.

Произведем оценку величины этой силы. Пренебрегая выходом  $L_c$ -квантов через внешнюю границу, получим максимальное значение силы отдачи

$$f_{\max} = \frac{1}{c} \int I(R, \theta) \cos^2 \theta d\omega. \quad (19)$$

Вынося в (19) среднее значение косинуса за знак интеграла, имеем

$$f_{\max} = \frac{H_a}{2c}, \quad (20)$$

где  $H_a = \int I(R, \theta) \cos \theta d\omega$  — поток  $L_c$ -квантов через внутреннюю границу туманности. Так как число  $L_c$ -квантов, падающих на туманность, равно числу  $L_c$ -квантов, выходящих из нее, то формулу (20) можно переписать так:

$$f_{\max} = \frac{3H}{8c} = \frac{3}{8} P, \quad (21)$$

где  $H$  — энергия  $L_c$ -квантов, падающих на  $1 \text{ см}^2$  внутренней поверхности туманности в единицу времени,  $P$  — давление на туманность прямого  $L_c$ -излучения. Множитель  $3/4$  дает отношение энергии  $L_c$ -кванта к энергии  $L_c$ -кванта.

Из формулы (21) видно, что наибольшая сила отдачи, возникающая от диффузии  $L_c$ -излучения, меньше половины давления прямого излучения ядра в лаймановском континууме. Эта сила не очень велика, но не настолько, чтобы ее действием можно было бы пренебречь в любом случае.

Необходимо отметить, что Г. С. Хромов [17] пришел к выводу о ничтожной роли  $L_c$ -излучения в динамике туманностей. В своей работе он сравнил импульс расширения туманности  $MV$  с суммарным импульсом  $L_c$ -квантов, введенным как произведение импульса одного кванта на число квантов, находящихся в туманности. При этом он получил, что первый импульс на три порядка больше второго, из чего и было сделано указанное заключение.

Однако сравнение этих величин не может характеризовать роль  $L_c$ -излучения. Действительно, если бы на расширяющуюся оболочку не действовали никакие силы, то ее количество движения не менялось бы. При постоянном же образовании  $L_c$ -квантов в туманности и при их постоянном выходе из туманности ей сообщается некоторый импульс, накапливающийся со временем. Поэтому для выяснения роли

$L_\alpha$ -излучения нужно количество движения  $MV$  сравнивать с его приращением, равным импульсу  $L_\alpha$ -квантов, переданным туманности за все время ее существования, но не с импульсом  $L_\alpha$ -квантов, находящихся в туманности в каждый момент времени, как это было сделано в работе [17]. Кроме того, при определении импульса  $L_\alpha$ -излучения в работе [17] следовало учесть направления движения квантов, что, впрочем, не изменило бы порядка полученного там значения.

Как следует из данного раздела, сравнение правильно вычисленного импульса  $L_\alpha$ -квантов с количеством движения  $MV$  дает совпадение порядков их величин, что говорит о заметной роли  $L_\alpha$ -излучения в расширении туманностей.

С ссылкой на работу [17] Мэтьюз [18] пренебрег действием  $L_\alpha$ -излучения при построении моделей планетарных туманностей. Однако, по указанным причинам этот результат Г. С. Хромова использовать не следует.

4. *Роль выбрасывания вещества из ядер.* В последнее время при теоретическом изучении динамики туманностей было введено в рассмотрение давление корпускулярного излучения ядра на туманность. Гипотеза о существовании таких потоков основана главным образом на наличии в спектрах некоторых ядер полос излучения. В этой связи интересно отметить статью Мэтьюза [18], который, строя модели планетарных туманностей, пришел к заключению о невозможности согласования теоретических параметров туманностей с наблюдаемыми без предположения о корпускулярных потоках, разгоняющих оболочку изнутри.

При изучении расширения оболочки под действием корпускулярного потока была получена следующая зависимость скорости расширения оболочки от радиуса [19]:

$$V = u \left[ 1 - \frac{1}{1 + \sqrt{\left(\frac{1 - w_0}{w_0}\right)^2 + \frac{2\mathfrak{R}R_0(R/R_0 - 1)}{M_0 u w_0}}} \right]. \quad (22)$$

В этой формуле  $w_0 = 1 - v_0/u$ ,  $u$  — скорость корпускулярного потока,  $M_0$  — начальная масса оболочки,  $\mathfrak{R}$  — мощность корпускулярного потока (масса вещества, выбрасываемая ядром в единицу времени).

При принятых значениях  $V_0 = 10$  км/сек,  $u = 1000$  км/сек,  $M_0 = 10^{21}$  г,  $R_0 = 3 \cdot 10^{16}$  см оказывается, что формула (22) может объяснить полученную в разделе 1 статистическую зависимость  $V$  от  $R$  при значениях мощности излучения ядра порядка  $10^{16}$  г/сек, что соответствует  $10^{-8} M_\odot/\text{год}$ .

Проведенные расчеты показывают, что достаточно взять разброс безразмерной величины  $\mathfrak{M} R_0/M_0 u$  в пределах  $6 \cdot 10^{-5} \div 6 \cdot 10^{-4}$ , чтобы на рис. 1 область между соответствующими теоретическими кривыми совпала с областью разброса наблюдаемых величин  $V$  и  $R$ .

Учет торможения оболочки в межзвездной среде показал, что межзвездная среда с плотностью  $3 \cdot 10^{-24}$  г/см<sup>3</sup> не оказывает заметного влияния на расширение оболочки под действием корпускулярного излучения ядра. Мощность корпускулярного потока, необходимого для согласования теоретического значения величины скорости с наблюдаемым, остается прежней.

Таким образом, удается сделать оценку мощности истечения вещества из ядер планетарных туманностей. Ее величина ( $\sim 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ ) оказывается существенно ниже соответствующей оценки для звезд Вольфа-Райе ( $\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$ ). Было бы весьма интересно для сравнения с теоретическими результатами провести оценку мощности истечения вещества из ядер туманностей по спектроскопическим наблюдениям.

*Заключение.* Из имеющихся в настоящее время наблюдательных данных о размерах и скоростях расширения туманностей довольно трудно делать определенные выводы о характере расширения. Все же надежный положительный коэффициент корреляции для статистической зависимости скоростей от радиусов, полученный в первом разделе, подтверждает ранее высказывавшиеся утверждения об ускоренном расширении туманностей. Если при этом учесть, что разные авторы пришли к такому же выводу из различных наблюдательных данных и теоретических исследований, то можно считать, что качественно вопрос об ускоренном расширении планетарных туманностей сейчас является надежно установленным фактом.

Роль давления прямого  $L_{\gamma}$ -излучения изучалась во втором разделе. Полученные результаты являются более общими, чем найденные ранее [5, 9]. Действие диффузии  $L_{\gamma}$ -излучения не учитывалось, кроме того, в данной работе не рассматривались эффекты внутренней динамики туманностей, связанные с проникновением полностью ионизованной зоны в неионизованную.

В разделе 3 была дана качественная картина увеличения радиуса оболочки под действием диффузии  $L_{\gamma}$ -излучения. Точная количественная оценка этого эффекта потребует применения более сложных методов теории диффузии излучения в линии. Процессы внутренней динамики, производимые диффундирующими  $L_{\gamma}$ -квантами, в данной работе не рассматривались.

Произведенная в четвертом разделе оценка мощности корпускулярного излучения является верхней границей скорости выбрасывания вещества из ядер туманностей, так как она была получена при предположении об ускоренном расширении туманности только под действием корпускулярного потока ядра. Очевидно, что реальная мощность истечения вещества из ядер должна быть меньше значения  $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ .

Приношу благодарность И. Н. Минину за консультации при выполнении этой работы.

Астрономическая обсерватория  
ЛГУ

## ON THE EXPANSION OF PLANETARY NEBULAE

V. V. VITYASEV

The statistical dependence between expansion velocities and planetary radii is verified with reliable positive correlation coefficient. The nebula expansion due to direct  $L_c$ - and diffuse  $L_a$ -radiation is considered. A noticeable role of  $L_a$ -radiation in planetary expansion is shown. Assuming the expansion of the shell under action of corpuscular pressure, the rate of corpuscular emission from planetary nuclei is evaluated to be  $10^{-8}$  solar mass a year.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. H. Zanstra, Z. Astrophys., 3, 329, 1931.
2. А. А. Латыпов, Труды Ташкентской астрон. обс. (2), 5, 31, 1957.
3. О. Н. Чудовичева, Изв. Пулк. обс., 23, 154, 1964.
4. M. H. Liller, W. Liller, W. L. Welther, Ap. J., 144, 280, 1960.
5. И. Н. Минин, Труды четвертого совещания по вопросам космогонии, М., 1955.
6. O. C. Wilson, Rev. mod. Phys., 30, 1025, 1958.
7. M. Tuross, A computer model for planetary nebulae. A dissertation printed at the Institute for Defence Analyses. Arlington, Virginia, USA, 1965.
8. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960.
9. H. Zanstra, BAN, 12, 465, 1956.
10. X. Занстра, Третий симпозиум по космической газодинамике, ИЛ, М., 1960.
11. O. C. Wilson, Ap. J., 111, 279, 1950.
12. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд. Ленингр. ун-та, 1947.
13. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туманности и новые звезды, Изд. АН СССР, 1948.

14. *C. R. O'Dell*, *Ap. J.*, 135, 371, 1962.
15. *И. С. Шкловский*, *Астрон. ж.*, 33, 2, 1956.
16. *Г. А. Гурздян*, *Вопросы динамики планетарных туманностей*, Ереван, 1954.
17. *Г. С. Хромов*, *Астрон. ж.*, 40, 5, 1963.
18. *W. G. Mathews*, *Ap. J.*, 143, 173, 1966.
19. *В. Г. Горбачук*, *И. Н. Минин*, *Нестационарные звезды*, Физматгиз, М., 1963.