

Г. А. Гурздян

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ДВУХОБОЛОЧНЫХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Осенью 1962 года на 40" телескопе Шмидта Бюраканской обсерватории были получены снимки некоторых двухоболочных планетарных туманностей с целью нахождения интегральных яркостей их внешних оболочек. По существу эти данные нам нужны для определения отношения массы внешней оболочки M_2 к массе внутренней оболочки M_1 . Отношение M_2/M_1 является одним из параметров, входящих в теорию возникновения двухоболочных туманностей [1], и, поэтому, накопление таких данных может оказаться ценным для проверки ее основных положений.

В настоящей статье приводятся результаты для пяти планетарных туманностей: NGC 6720, 6804, 6826, 7293, а также NGC 6543. Данные об этих туманностях приведены в табл. 1, где m_n — интегральная фотографическая величина туманности (для NGC 6804 взято из [2], остальные — из [3]), m_1 (p_v) — фотовизуальная величина ядра [2, 3], D_1 и

Таблица 1

NGC	m_n (pg)	m_1 (p_v)	D_1	D_2	d_2/d_1
6826	9.8	9.9	27"×24"	135"	5
6804	13.3	--	30"×33"	57"×69"	2
7293	9.4*	13.3	12'×14'	~24'	2
6720	9.7	14.7	69"×83"	150"×165"	2
6543	8.8	10.3	16"×22"	~300"	15

* Фотовизуальная величина (измерение автора).

D_2 — видимые размеры обеих оболочек (по измерениям автора и по [2]) d_2/d_1 — принятое отношение линейных диаметров обеих оболочек.

Снимки туманностей были получены на пластинках Kodak 103я—Е через светофильтр Шотта RG—I. Стандартизация фотопластинок осуществлялась с помощью внефокальных изображений звезд области Плеяд, а калибровка — с помощью лабораторных фотометрических отпечатков. Измерения почернений пластинок осуществлены путем получения фотометрических разрезов на саморегистрирующем универсальном микрофотометре Бюраканской обсерватории. Ввиду малого масштаба изображений и сложной структуры отдельных туманностей результаты измерений не всегда надежны. Сущность измерений заключается в том, что оценивается средняя поверхностная яркость второй оболочки, а затем, умножая эту яркость на площадь всей туманности, определяем полную яркость второй оболочки $m_n(II)$. Очевидно, при таком способе определения $m_n(II)$ учитывается также та часть второй оболочки, которая непосредственно проектируется на первую (внутреннюю) оболочку.

Исходным для определения отношения M_2/M_1 является известная формула В. А. Амбарцумяна

$$M = C \sqrt{LV}, \quad (1)$$

где L — светимость туманности, V — ее объем. Написав (1) для обеих оболочек данной туманности, будем иметь:

$$\frac{M_2}{M_1} = \left(\frac{L_2}{L_1} \frac{V_2}{V_1} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где

$$\frac{L_2}{L_1} = 10^{-0.4 [m_n(II) - m_n]}. \quad (3)$$

Значения $m_n(II)$, L_2/L_1 и V_2/V_1 для указанных туманностей приведены в табл. 2 (ввиду приближенного характера наших оценок для M_2/M_1 поправка за разницу фотометрических систем $m_n(pg)$ и $m_n(II)$ не вносится). Для NGC 6720 приведено только нижнее значение $m_n(II)$, так как на наших снимках вторая оболочка этой туманности оказалась

на пределе видимости. Туманность NGC 6543 не была сфотографирована нами, но в табл. 2 приводится весьма приблизительная оценка полной яркости ее второй оболочки путем сравнения снимков этой туманности на Паломарских атласах со снимками других двухоболочных туманностей. К этому побудило желание получить хотя бы предварительную оценку относительной массы этой интересной двухоболочной туманности, отличающейся самым большим среди известных туманностей значением отношения d_2/d_1 , равным 15.

Сводка всех полученных величин приведена в табл. 2. Значения M_2/M_1 , вычисленные с помощью соотношения (2), приведены в пятом столбце.

Таблица 2

NGC	m_n (II)	L_2/L_1	V_2/V_1	M_2/M_1	$f(I/I_0)$	M_2^0/M_1^0
6826	17.7	$8 \cdot 10^{-4}$	125	0.3	1	0.3
6804	16	$8 \cdot 10^{-2}$	8	0.8	1	0.8
7293	15	10^{-2}	2/3	0.08	~ 0.5	0.04
6720	> 18.5	$3 \cdot 10^{-4}$	8	0.05	~ 0.5	0.03
6543	> 17	$5 \cdot 10^{-4}$	3400	1.3	~ 0.2	0.3

В связи с использованием формулы (1) для определения относительной массы двухоболочных туманностей необходимо сделать следующее замечание. Дело в том, что формула В. А. Амбарцумяна выведена для однородных туманностей, где электронная концентрация постоянна везде внутри туманности. Поэтому она не может быть использована в таком виде для тех туманностей, которые отличаются большой неоднородностью; в этих случаях формула (1) должна давать лишь верхнее значение массы туманности. Ниже указывается способ учета (редукции) эффекта неоднородностей при вычислении массы туманностей с помощью формулы (1).

Разделим весь объем V туманности на k равных по объему частей — ячеек. Примем, что концентрация электронов в каждой из этих ячеек постоянна и равна n_1, n_2, \dots, n_k . Тогда для массы i -ой ячейки мы можем написать

$M_i = C \sqrt{L_i V/k}$, где L_i — светимость данной ячейки. Для полной массы туманности m_0 имеем.

$$M_0 = \sum_{i=1}^k M_i = C \sqrt{\frac{1}{k} V \sum_{i=1}^k L_i}. \quad (4)$$

Масса туманности, определенная этой формулой, будет ее истинной массой. Вместе с тем она будет меньше, чем выведенная из формулы (1).

Имея в виду, что $L_0 = \sum_{i=1}^k L_i$, не трудно вывести из (4) следующее соотношение между истинной массой туманности M_0 и массой M , даваемой формулой (1):

$$M_0 = f(k) M, \quad (5)$$

где $f(k)$ есть „коэффициент редукции массы“ и равен:

$$f(k) = \frac{1}{\sqrt{k}} \left[\frac{1}{1 - \frac{1}{k^2 n_0^2} \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^k n_i n_j} \right]^{1/2}, \quad (i \neq j), \quad (6)$$

где n_0 есть среднее значение электронной концентрации: $n_0 = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k n_i$. Для любых значений k больше единицы имеем: $f(k) < 1$, если хотя бы в одной ячейке электронная концентрация будет отличаться от концентрации в остальных ячейках. В предельном случае, когда концентрация во всех ячейках одинакова и равна n_0 , будем иметь:

$$\sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^k n_i n_j = k(k-1)n_0^2 \text{ и } f(k) = 1.$$

На основании формулы (6) можно показать, например, что если в какой-нибудь туманности, обладающей пятнистой структурой, отношение средних расстояний между этими пятнами (l) к среднему размеру самих пятен (l_0) равно, скажем, 1.71, то $f(l/l_0) = 0.446$, а для истинной массы $M_0 = 0.446 M$, где M определяется формулой (1).

У отдельных туманностей (как планетарных, так и диффузных), отличающихся большой сложностью структуры, отношение l/l_0 может доходить до 4—5. В этом случае коэффициент редукиции массы получается равным $f(k) = f(l/l_0) \sim \sim 0.1$, т. е. массы, определенные по формуле (1), могут оказаться завышенными на порядок в отношении их истинных величин.

Зависимость функции $f(l/l_0)$ от l/l_0 , приведенная в виде кривой на рис. 1, вычислена по предельной формуле $f(l/l_0) = = (l/l_0)^{-1.2}$. Как следует из этого рисунка, уже при небольших неравномерностях ($l/l_0 \sim 1.5-2$), вычисленную по формуле (1) массу туманности необходимо уменьшить в два-три раза.

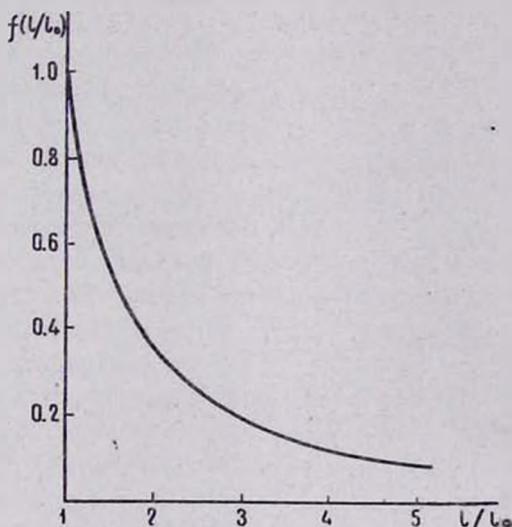


Рис. 1. Зависимость редукиции массы $f(l/l_0)$ от степени неравномерностей в туманности l/l_0 .

Նկ. 1. Զանգվածի շտկման գործակցի՝ $f(l/l_0)$ կախումը միգամածության անհամասեռության՝ l/l_0 աստիճանից:

Вторые (наружные) оболочки первых двух туманностей табл. 2 достаточно однородны и поэтому для них можно принять $f(1) \sim 1$. Наружные оболочки остальных туманно-

стей, и в особенности NGC 6543, отличаются пятнистой структурой, а следовательно для них $f(l/l_0) < 1$. Была сделана попытка оценить хотя бы весьма приблизительно величину отношения l/l_0 для каждой из них и затем найти из рис. 1 значение коэффициента редукции массы $f(l/l_0)$. Результаты приведены в предпоследнем столбце табл. 2. Наконец, в последнем столбце приведены редуцированные значения отношений M_2^0/M_1^0 . (При более точных оценках следовало бы учесть разницу в коэффициентах редукции масс между обеими оболочками данной туманности).

Несмотря на приблизительный характер наших оценок, разброс в величине M_2^0/M_1^0 между отдельными туманностями на целый порядок, как следует из табл. 2, по-видимому, реален. Теоретические пределы отношения M_2^0/M_1^0 раньше не были установлены; только для одного частного случая было найдено $M_2^0/M_1^0 \sim 0.05$ [1]. Но отношение M_2/M_1 для первых двух туманностей в табл. 2 определено более точно. Кроме того, большое значение относительной массы второй оболочки ($M_2/M_1 \sim 1$) раньше было найдено и у других туманностей (см. табл. 43 в [1]). Поэтому представляет интерес нахождение тех физических условий, при которых происходит разделение планетарной туманности на две почти равные по массе части.

В настоящее время существуют две теории, объясняющие возникновение второй оболочки у планетарных туманностей как результат отрыва части основной оболочки, вызванного давлением L_2 -излучения. Первая из них, так называемая теория „внешнего“ максимума давления L_2 -излучения, разработана автором, а вторая — теория „внутреннего“ максимума — разработана И. Н. Мининым [4]. В случае „внутреннего“ максимума абсолютная величина светового давления L_2 -излучения примерно на два порядка меньше светового давления в случае „внешнего“ максимума (у туманностей, расширяющихся с градиентом скорости). Но „внутренний“ максимум действует долгое время, начиная с эпохи расширения туманности, когда ее оптическая толща в частотах L_c -излучения τ_0 очень велика в сравнении с еди-

ницей, в то время как „внешний“ максимум действует сравнительно непродолжительное время, когда $\tau_0 \sim 8-10$. Поэтому, например, при низких температурах ядра, когда поток L_c -излучения мал, „внутренний“ максимум не сможет оторвать большую массу от туманности, но „внешний“ максимум в состоянии будет образовать вторую оболочку с небольшой массой ($M_2/M_1 \sim 0.1$). Наоборот, при очень высоких значениях температуры ядра, следует ожидать, что „внутренний“ максимум будет опережать „внешний“ максимум и тем самым сможет оторвать от туманности массу, соизмеримую с оставшейся массой, т. е. с $M_2/M_1 \sim 1$. Однако, через некоторое время, когда τ_0 достигнет величины 8—10, „внешний“ и внутренний максимумы будут совпадать и фактически дальнейшее развитие внешней оболочки будет идти по первому способу.

И. Н. Мишин рассматривает совместно поле L_c -излучения и динамику туманности, хотя и в этом случае приходится ограничиваться некоторым приближением. Он показал, что указанный „внутренний“ максимум достигается при $\tau_c = 6-7$. Далее он приводит формулы для определения величины дополнительных скоростей Δv_1 и Δv_2 , которые приобретают под действием давления L_c -излучения внутренняя и внешняя (оторванная) оболочки соответственно. Когда $M_2/M_1 \ll 1$, то обычно $\Delta v_1 \ll \Delta v_2$ и для относительной скорости $\overline{\Delta v}_2$ удаления внешней оболочки от внутренней имеем просто $\overline{\Delta v}_2 = \Delta v_2$. В общем случае, однако, будем иметь:

$$\overline{\Delta v}_2 = \left(1 - \frac{\Delta v_1}{\Delta v_2} \right).$$

В своей работе И. Н. Мишин ограничивался рассмотрением только числового примера, не прибегая к количественному анализу задачи при более широком диапазоне физических параметров туманности и ядра — температуры, радиуса, массы и т. д. Такой анализ проведен нами ниже (все нужные при вычислениях формулы приведены в [4]).

Прежде всего следует иметь в виду, что процесс отрыва второй оболочки от основной начинается, как это показано в [1], при сравнительно малых размерах туманно-

сти — порядка нескольких тысяч астрономических единиц. Поэтому примем при всех вариантах вычислений для радиуса туманности $r = 2000 \text{ а. е.} = 0.3 \cdot 10^{17} \text{ см.}$ Примем также для массы туманности величину $M = M_1 + M_2 = 0.02 \odot$, для тепловой скорости $w = 15 \text{ км/сек.}$ и для известных в теории лучистого равновесия газовых туманностей параметров $\beta_0 = 10^{-4}$ и $q = 10^{-4}$. Задача заключается теперь в том, чтобы определить относительную скорость удаления второй оболочки $\overline{\Delta v}_2$ от основной оболочки при различных значениях температуры ядра T_* и его радиуса R_* через $t = 10000$ лет после начала процесса отрыва. Вычисления проводятся для случая $M_2/M_1 = 1$, т. е. когда $M_2 = 0.01 \odot$. Результаты вычислений приведены в табл. 3.

Таблица 3
Относительная скорость расширения внешней оболочки $\overline{\Delta v}_2$ при $M_2/M_1 = 1$

T_*	$\overline{\Delta v}_2 \text{ км/сек}$		
	$R_* = 0.1 \odot$	$R_* = 0.25 \odot$	$R_* = 0.5 \odot$
40 000	0.034	0.15	1.2
60 000	0.45	1.5	5.2
80 000	0.94	4	12.3
100 000	1.5	8	25

Для двух значений температуры ядра в табл. 4 приведен рост относительной скорости расширения второй оболочки со временем, т. е. зависимость $\overline{\Delta v}_2$ от t при тех же значениях остальных величин.

Таблица 4
Зависимость $\overline{\Delta v}_2$ от t при $M_2/M_1 = 1$

t год	10	100	1000	10 000
$T_* = 80000^\circ$	0.24	1.08	3.50	12.3
$T_* = 100000^\circ$	0.55	2.40	9.3	25

Из приведенных в таблицах 3 и 4 данных следует, что, в самом деле, при достаточно высоких значениях температуры ядер и не очень малых значениях их радиусов оторванная часть оболочки, с массой, равной половине массы всей туманности, может приобрести скорость, соизмеримую со скоростью расширения самих туманностей. С уменьшением относительной массы внешней оболочки быстро увеличивается скорость ее удаления от основной оболочки, что наглядно следует из данных табл. 5.

Таблица 5
Относительная скорость расширения наружной оболочки Δv_2 (км/сек) при различных значениях M_2/M_1

T_*	$M_2/M_1=0.3$		$M_2/M_1=0.1$	
	$R_*=0.1 \odot$	$R_*=0.5 \odot$	$R_*=0.1 \odot$	$R_*=0.5 \odot$
40 000	0.12	5.0	0.3	12.6
60 000	1.8	32	4.7	80
80 000	4.3	83	11	210
100 000	8.2	183	21	465

Данные таблиц 3 и 5 указывают вместе с тем на возможность существования очень большой дисперсии в величинах скоростей расширения внешних оболочек у двухоболочечных планетарных туманностей. Она вызвана в первую очередь дисперсией в размерах и температурах ядер туманностей, а также относительной величины массы их внешних оболочек.

Вывод о возможности существования большой дисперсии в скоростях расширения внешних оболочек в какой-то степени может быть проверен следующим образом. Воспользуясь данными о скорости расширения основной оболочки v_1 и отношением видимых диаметров обеих оболочек d_2/d_1 для ряда двухоболочечных планетарных туманностей, мы можем определить величину скорости расширения второй оболочки v_2 и тем самым Δv_2 . При этом делаем допущение, что отношение скоростей расширения обеих оболочек равно

отношению их диаметров, т. е. $\frac{v_1}{v_2} = \frac{d_1}{d_2}$. Отсюда имеем

$v_2 = v_1 \frac{d_2}{d_1}$ и $\overline{\Delta v_2} = \left(\frac{d_2}{d_1} - 1 \right) v_1$, где v_1 есть скорость расширения туманности, найденная по уширению спектральных линий. Эти данные для ряда двухоболоччных туманностей собраны в табл. 6, взятые из [1] и частично из таблиц 1 и 2

Таблица 6
Вычисленные значения скоростей расширения вторых оболочек v_2
для ряда двухоболоччных туманностей

	d_2/d_1	v_1 км/сек	M_2/M_1	$\overline{\Delta v_2}$ км/сек	v_2 км/сек
NGC 1535	2	20	—	20	40
2:92	2.6	53.6	1.5	85	138.6
6720	2	30	0.03	30	60
6543	15	15	0.3	210	225
3587	1.16	—	0.2	2.4	17.4
7293	2	—	0.04	15	30
6826	5	20	0.3	80	100
II 2149	1.4	20	—	8	28
7662	2	26	1.8	26	52

настоящей работы. В последних двух столбцах приведены вычисленные указанным выше способом значения $\overline{\Delta v_2}$ и v_2 (для туманностей NGC 3587 и 7293 принято, за неимением данных, $v_1 = 15$ км/сек).

Как следует из данных табл. 6, относительные скорости расширения внешних оболочек разбросаны, в согласии со сделанным выше выводом, в очень широких пределах — от 2.4 км/сек для туманности NGC 3587 до 210 км/сек для NGC 6543. Большая дисперсия сохраняется и в величинах абсолютных скоростей расширения внешних оболочек (v_2). На это обстоятельство следует обратить особое внимание хотя бы потому, что отсутствие большой дисперсии в скоростях расширения планетарных туманностей (т. е. основных оболочек) было отмечено давно как одна из их характерных особенностей.

Из всего сказанного следует, что наиболее убедительное доказательство в пользу „теории отрыва“ можно полу-

чить, если удастся путем прямых измерений определить скорости расширения внешних оболочек хотя бы для одной-двух планетарных туманностей. Трудность при этом заключается, в частности, в том, что поверхностная яркость внешних оболочек, как правило, очень мала. Тем не менее, можно надеяться, что для наиболее ярких из них, например, для туманностей NGC 2392, 6826, подобные попытки могут быть успешными.

Полученные в настоящей работе результаты еще раз указывают на важное значение давления L_* -излучения в динамике планетарных туманностей. С этой точки зрения вызывает недоумение утверждение, содержащееся в статье Г. С. Хромова [5], где путем явно ошибочных рассуждений сделан вывод о том, что „световое давление не должно играть в динамике планетарных туманностей сколько-нибудь заметной роли“. Автору, очевидно, не был известен тот важный из теории планетарных туманностей результат, что интеграл от импульса давления L_* -излучения по всему объему туманности равен нулю, и поэтому всякое сравнение „среднего“ импульса лучистого давления со средним импульсом газового давления становится просто бессмысленным. Вгору, не менее важную ошибку Хромов допускает, полагая почему-то, что световое давление действует только в течение среднего времени жизни L_* -кванта в туманности. В действительности, во всех работах разных авторов, где рассматривались подобные задачи, как правило, имелось в виду *дифференциальное давление L_* -излучения*, которое возникает между отдельными частями туманности и которое к тому же действует в течение *всей ее жизни*.

Գ. Ա. ԳՆՐԶԱԳՅԱՆ

ԼՈՒՍԱԶԱՓԱԿԱՆ ՏՎՅԱԼՆԵՐ ՄԻ ՔԱՆԻ ԵՐԿԹԱԳԱՆԹ
ՄՈՒՐԱԿԱԶԵՎ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Ա մ ֆ ո ֆ ո ս մ

Բերված են NGC 6720, 6804, 6826, 7293 ևրկթաղանթ
մ ուրրակաձև միգամածութիւնների երկրորդ թաղանթների վերա-
բերյալ դիտողական տվյալներ, որոնք ստացվել են 40" դիտակի

օգնությունը, այն է՝ արտաքին թաղանթների ինտեգրալ պայծառությունները և ներքին ու արտաքին թաղանթների զանգվածների հարաբերությունները (աղյուսակ 2):

Առաջ է քաշված գազային միգամածությունների զանգվածները որոշելիս նրանցում նյութի բաշխման անհամասեռությունը հաշվի առնելու անհրաժեշտությունը և ստացված է զանգվածի, այսպես կոչված, «շտկման դործակցի» մեծությունը տվող մի արտահայտություն:

Լրացուցիչ հաշվարկները հաստատում են նախկինում արտահայտված այն միտքը [1], ըստ որի մոլորակաձև միգամածությունների արտաքին թաղանթների առաջացումը հետևանք է լայման-ալֆա ճառագայթման հարույցած ճնշման:

G. A. GURZADIAN

THE PHOTOMETRIC DATA FOR SOME TWO-SHELL PLANETARY NEBULAE

S u m m a r y

The photometric data for the second (outer) envelopes of two-shell planetary nebulae NGC 6720, 6804, 6826, 7293 and 6543 were obtained. The integral magnitudes of the second envelopes and the ratios of the masses of the second envelopes to the masses of the first envelopes, M_2/M_1 , for these nebulae are given in Table 2. The ratio M_2/M_1 is one of the important parameters in the theory of two-shell planetary nebulae [1].

The reduction formula for calculation of the true mass of a nebula with a nonhomogeneous or a filamentary-like structure is given.

The new calculations confirm the author's early hypothesis [1] on the origin of outer shells as a result of the action of Lyman- α radiation pressure.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурзаян, Планетарные туманности, М., 1962.
2. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Сообщения ГАИШ. № 118, 1962.
3. W. Liller, Ap. J., 122, 210, 1955.
4. И. Н. Минин, Вопросы космогонии, VI, 211, 1958.
5. Г. С. Хромов, Астрономический журнал, 40, 799, 1963.