

УДК 524.37

**О темпе потери массы  
ядрами планетарных туманностей**

В. А. Кроль

Предложен вид зависимости скорости расширения планетарной туманности от ее линейных размеров  $V_s(R_s)$ , хорошо описывающей наблюдаемый характер поведения скоростей расширения оболочек ПТ. Получено аналитическое выражение для темпа потери массы ядром туманности в модели медленного и быстрого звездных ветров, обеспечивающего наблюдаемое расширение туманностей.

*ON THE MASS LOSS RATE BY THE NUCLEI OF PLANETARY NEBULAE, by Krol' V. A.*— A type of dependence of the expansion velocity in planetary nebulae on its radius  $V_s(R_s)$  is suggested well describing the observed character of expansion of their envelopes. The analytical expression for the mass loss rate by nebula nucleus is obtained for the model of fast and slow stellar winds providing the observed expansion of nebula.

**Введение.** По современным представлениям планетарная туманность (ПТ) является результатом эволюции звезды с начальной массой  $1 \div 8 M_\odot$  на стадии красного гиганта (сверхгиганта): это расширяющаяся газовая оболочка со сравнительно небольшой скоростью расширения, которая состоит из вещества, потерянного протяженной атмосферой звезды-гиганта и ионизованного излучением горячего звездного ядра, обнажившегося вследствие потери массы [1,4—7]. Наблюдения ПТ показывают значительное различие характеристик индивидуальных объектов, что связано с разнообразием наборов физических параметров, характеризующих туманности и их ядра.

Масса газа, входящего в состав ПТ, колеблется в пределах  $0.1 \div 0.5 M_\odot$ , масса звездного ядра, так называемого ядра планетарной туманности (ЯПТ), близка к величине  $0.6 \div 0.8 M_\odot$ , скорость расширения оболочки  $V_s$  достигает значения  $V_s \sim (30 \div 70)$  км/с. Из наблюдений ПТ известно (рис. 1), что скорость расширения  $V_s$  пропорциональна радиусу туманности  $R_s$  вплоть до  $R_s = R_s^* \approx 0.15 \div 0.2$  пс, при больших значениях  $R_s$  скорость  $V_s$  медленно убывает. Такое поведение  $V_s$  в процессе развития ПТ остается пока необъяснимым.

Может быть, с течением времени по каким-то причинам изменяются внутренние условия формирования туманности, определяющие скорость расширения оболочки. Возможно, взаимодействие с межзвездной средой приводит к замедлению оболочек на поздних стадиях их развития. Не исключены и другие объяснения такой корреляции скоростей расширения с линейными радиусами туманностей.

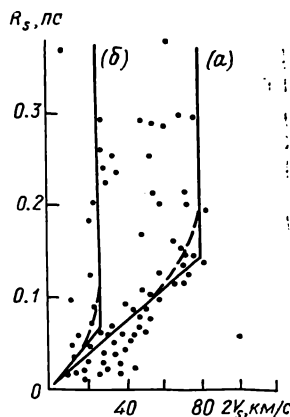
Разработка сценариев формирования, детальные расчеты спектров излучения составляют основу теоретических исследований планетарных туманностей. В последние годы большое развитие получили модельные расчеты спектров ПТ, включающие в себя расчет ионизационной структуры, электронной температуры туманности, а также интенсивности излучения в линиях ионов химических элементов, входящих в состав газа оболочек при различных предположениях о спектрах ионизирующего излучения, химическом составе, плотности пылевой компоненты ПТ и т. д. [3, 4].

В сценариях формирования планетарных туманностей обычно рассматриваются следующие аспекты: механизм сброса массы звездами-

гигантами, дальнейшая эволюция звездного остатка — ядра планетарной туманности, эволюция сброшенного вещества. Исследование динамики сброшенного вещества дает возможность проверить жизнеспособность предлагаемого механизма формирования ПТ при сравнении теоретических расчетов с данными наблюдений, а также понять природу наблюдаемых особенностей в расширении и пространственной структуре конкретных планетарных туманностей.

В [13, 14] предлагалось считать ПТ областью взаимодействия быстрого звездного ветра от ядра туманности с медленным звездным ветром от звезды-предшественницы, превратившейся в результате потери массы в ядро туманности. В рамках этой модели изменение массы, скорости расширения ПТ описывается системой двух обыкновенных дифференциальных уравнений, решение которой осуществлялось численными методами. При этом изменение светимости ЯПТ, скорости потери массы звездой-предшественницей и ядром ПТ моделировалось простыми

Рис. 1. Выборка ПТ, для которых наблюдения дают уверенные значения  $V_s$ ,  $R_s$  в плоскости  $(2V_s; R_s)$  [13], а также графические выражения зависимости  $V_s(R_s)$  (18), (21) при: (а) —  $V_{10} = 20$  км/с,  $R_{0s} = 0.075$  пс,  $R_s^* = 0.15$  пс; (б) —  $V_{10} = 4.3$  км/с,  $R_{0s} = 0.025$  пс,  $R_s^* = 0.075$  пс



зависимостями. Задаваясь постоянным темпом потери массы ядром туманности ( $\dot{M}(t) = \text{const}$ ) или убывающим с течением времени ( $\log \dot{M}(t) = -aR_s(t) - b$ ), авторы [13, 14] не получили хорошего согласия расчетов с наблюдаемым характером расширения оболочек ПТ.

В данной работе осуществляется попытка описать поведение скорости расширения ПТ в модели медленного и быстрого звездных ветров в предположении, что закон изменения темпа потери массы ядром туманности имеет более сложный характер, чем в [13, 14]:  $\dot{M}(t)$  сначала растет со временем, а затем выходит на постоянный уровень. Такое поведение  $\dot{M}(t)$  выглядит естественным и, по-видимому, является результатом изменения активности ЯПТ. При этом получено аналитическое выражение для темпа потери массы, обеспечивающего наблюдаемый характер расширения оболочек.

Полученные результаты могут быть полезными при разработке теории протяженных звездных оболочек низкой поверхностной яркости, которые наблюдаются преимущественно вокруг изолированных эллиптических галактик и природа которых увязывается с взаимодействием сильного галактического ветра от активного ядра галактики в раннюю эпоху с межзвездной средой [15], а также могут быть полезными при детальной разработке концепции «ветра от ядра галактики» для объяснения наблюдаемых спектров излучения таких активных астрофизических объектов, как квазары, лацертиды и т. д. [8].

Исследуемые в работе вопросы имеют также непосредственное отношение к проблеме кольцевых туманностей вокруг звезд WR и Of [2], а также к проблеме формирования гигантских газовых оболочек (*supershells*) с радиусом более 100 пс под влиянием звездного ветра от OB-ассоциации [10].

**Модель планетарной туманности.** Вокруг красного гиганта (сверхгиганта) в результате истечения медленного звездного ветра формируется протяженная газовая оболочка. В случае стационарного звездного ветра профиль плотности  $\rho_g(r)$  в этой оболочке имеет вид:

$$\rho_g(r) = \dot{M}_0 / 4\pi v_{0w} r^2, \quad (1)$$

где  $\dot{M}_0 = \text{const}$  — темп потери массы звездой-гигантом,  $v_{0w} = \text{const}$  — скорость звездного ветра,  $v_{0w} \sim 10$  км/с. Высокая светимость звездного ядра, обнажившегося из-за потери массы звездой, либо активные процессы в самом ядре вызывают интенсивный быстрый (со скоростью  $\sim 1000$  км/с) звездный ветер, который формирует раздувающийся горячий газовый пузырь (*bubble*) с ядром в центре, очерченный по кромке оболочкой из сжатого газа, сгребаемого передней кромкой пузыря при его раздувании в околозвездной среде. Эта оболочка (по сценарию оболочка планетарной туманности) формируется за фронтом ударной волны, возникающей при взаимодействии быстро расширяющегося переднего края пузыря с окружающей средой, плотность которой изменяется по закону (1).

Будем считать оболочку ПТ тонкой, т. е. такой, которая подчиняется условию

$$R_{\text{внешн}} \approx R_{\text{внутр}} = R_s. \quad (2)$$

Движение оболочки предполагается сферически-симметричным и описывается уравнением [11, 15]

$$\frac{d}{dt} (M_s V_s) = 4\pi R_s^2 (P_{in} - P_{out}) - \frac{GM_* M_s}{R_s^2}, \quad (3)$$

где  $R_s$ ,  $V_s = dR_s/dt$  и  $M_s$  — радиус, скорость и масса оболочки соответственно,  $M_*$  — масса ядра ПТ,  $G$  — гравитационная постоянная,  $P_{in}$  — внутреннее давление (давление газа в области сжатого ударной волной быстрого звездного ветра при его взаимодействии с внутренней кромкой оболочки ПТ),  $P_{out}$  — противодавление. Так как оболочка состоит из сгребаемого вещества, то

$$M_s(R_s) \approx \dot{M}_0 R_s / v_{0w}. \quad (4)$$

Давление  $P_{in}$  связано с внутренней энергией газа  $E$  соотношением

$$P_{in} = E / 2\pi R_s^3. \quad (5)$$

Энергия  $E_{inj}(t)$ , вносимая через звездный ветер, расходуется на внутреннюю энергию газа и на работу по расширению оболочки  $E_{exp}$ . Следовательно, уравнение сохранения энергии имеет вид:

$$E_{inj}(t) = E(t) + E_{exp}(t). \quad (6)$$

Пусть скорость быстрого звездного ветра  $V_w$  не изменяется со временем, а изменяется лишь темп потери массы ядром ПТ. Тогда закон сохранения энергии может быть записан:

$$dE/dt = L_w - 4\pi R_s^2 P_{in} V_s, \quad (7)$$

где  $L_w = \dot{M}(t) V_w^2 / 2$ ,  $\dot{M}(t)$  — скорость потери массы ядром планетарной туманности. Уравнения (3), (5), (7) определяют динамику нагреваемой звездным ветром оболочки.

На начальной стадии формирования оболочки ее движение описывается уравнением

$$\frac{d}{dt} (M_s V_s) = 4\pi R_s^2 P_{in}. \quad (8)$$

Так как при  $R_s \ll R_s^*$  скорость расширения планетарной туманности пропорциональна ее радиусу, выберем  $V_s(R_s)$  в виде

$$V_{1s}(R_s) = V_{10} (R_s / R_{0s})^{\alpha_1}, \quad \alpha_1 > 0, \quad (9)$$

считая, что  $P_{in}(R_s)$  также является степенной функцией  $R_s$ , т. е.

$$P_{in}^{(1)}(R_s) = P_{10} (R_s / R_{0s})^{\beta_1}. \quad (10)$$

Подставляя (4), (9), (10) в (8), из требования существования решений  $V_s(R_s)$ ,  $P_{in}(R_s)$  в виде (9), (10) при любых  $R_s$  находим связь между параметрами  $(\alpha_1, \beta_1)$  и  $(V_{10}, P_{10})$ :

$$2\alpha_1 = 2 + \beta_1, \quad P_{10} = \frac{(1 + \alpha_1) \dot{M}_0}{4\pi v_{0w}} \left( \frac{V_{10}}{R_{0s}} \right)^2. \quad (11)$$

Динамика оболочки определяется режимом истечения вещества из ядра планетарной туманности. Ее ускорение может происходить из-за увеличения со временем скорости потери массы  $\dot{M}(t)$ . Чтобы обеспечить ускорение расширения оболочки согласно (9),  $\dot{M}(t)$  должно, как следует из (5) и (7), увеличиваться с ростом  $R_s$  следующим образом:

$$\dot{M}(t, R_s \leq R_s^*) = \frac{4\pi(3 + 2\alpha_1) P_{10} V_{10}}{V_w^2 R_{0s}^{3\alpha_1 - 2}} R_s^{3\alpha_1}. \quad (12)$$

В рассматриваемой модели ПТ величина гравитационного взаимодействия оболочки с ядром туманности в уравнении (3) уменьшается (даже без учета потери массы ядром) с ростом  $R_s$ , причем  $GM_* M_s / R_s^2 \sim R_s^{-1}$ . Очевидно, что со временем наступает спад активности ядра ПТ, что приведет к изменению поведения скорости потери массы  $\dot{M}(t)$  и величины внутреннего давления  $P_{in}$ . В результате при  $R_s \geq R_s^*$  усиливается роль противодействия<sup>1</sup>, и расширение планетарной туманности будет подчиняться уравнению

$$\frac{d}{dt} (M_s V_s) = 4\pi R_s^2 (P_{in} - P_{out}), \quad (13)$$

где  $P_{out} = -\rho_g(R_s)(V_s(R_s) - v_{0w})v_{0w}$ . Для случая  $V_s \gg v_{0w}$  давление  $P_{out} \approx -\rho_g(R_s)V_s(R_s)v_{0w}$ . Так как при  $R_s \geq R_s^*$  наблюдается изменение режима расширения оболочки, для  $V_s(R_s)$  и  $P_{in}(R_s)$  имеем

$$V_{2s}(R_s) = V_{20} (R_s/R_s^*)^{\alpha_2}, \quad P_{in}^{(2)}(R_s) = P_{20} (R_s/R_s^*)^{\beta_2}. \quad (14)$$

Из условия непрерывности скорости в точке  $R_s = R_s^*$  следует

$$V_{20} = V_{10} (R_s^*/R_{0s})^{\alpha_1}. \quad (15)$$

Подставляя (4), (14), (15) в (13), по аналогии с процедурой, выполнявшейся выше для решений (9), (10), находим следующие соотношения

$$\alpha_2 = 2 + \beta_2 = 0; \quad P_{20} = \frac{\dot{M}_0 V_{20}}{4\pi R_s^{*2}} \left( \frac{V_{20}}{v_{0w}} - 1 \right). \quad (16)$$

Дальнейшее расширение оболочки, согласно (14), (15), обеспечивается переходом на новый режим темпа потери массы ядром туманности, который описывается формулой

$$\dot{M}^{(2)}(t, R_s \geq R_s^*) = 3\dot{M}_0 (V_{20}/V_w)^2 [(V_{20}/v_{0w}) - 1]. \quad (17)$$

В качестве примера рассмотрим случай прямо пропорциональной зависимости  $V_s = V_s(R_s)$  при  $R_s \leq R_s^*$ , хорошо согласующейся с данными наблюдений. Для этого случая

$$\alpha_1 = 1, \quad \beta_1 = 0; \quad R_s(t) = R_{0s} \exp(V_{10}t/R_{0s}); \quad (18)$$

$$V_{1s}(t) = V_{10} \exp(V_{10}t/R_{0s}).$$

<sup>1</sup> Это вызвано также ростом  $V_s(R_s)$  при  $R_s \rightarrow R_s^*$ .

Такой режим расширения ПТ возможен при условии, что внутреннее давление  $P_{in}^{(1)}(t)$  является постоянным

$$P_{in}^{(1)}(t) = P_{10} = \text{const}, \quad (19)$$

а зависимость  $\dot{M}(t)$  имеет вид:

$$\dot{M}_{\alpha_i=1}^{(1)}(t, R_s \leq R_s^*) = 10\dot{M}_0 V_{10}^3 [\exp(V_{10}t/R_{0s})]/V_w^2 v_{0w}. \quad (20)$$

При  $R_s \geq R_s^*$  происходит изменение динамики оболочки. На этой стадии ее расширения  $\alpha_2 = 0$ ,  $\beta_2 = -2$ , согласно (16), а для  $R_s(t)$ ,  $V_{2s}(t)$ ,  $P_{in}^{(2)}(t)$  имеем

$$\begin{aligned} R_s(t) &= R_s^* [1 + V_{10}(t - t_*)/R_{0s}] = R_s^* \sigma(t); \\ V_{2s}(t) &= V_{10} R_s^*/R_{0s} = \text{const}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$P_{in}^{(2)}(t) = \frac{\dot{M}_0 V_{10}}{4\pi R_s^* R_{0s}} \left[ \frac{V_{10}}{v_{0w}} \left( \frac{R_s^*}{R_{0s}} \right) - 1 \right] \sigma^{-2}(t).$$

По определению  $R_s(t_*) = R_s^*$ , поэтому из (18) для  $t_*$  получим

$$t_* = (R_{0s}/V_{10}) \ln(R_s^*/R_{0s}). \quad (22)$$

Переход в динамике оболочки с ускорения на стационарный режим расширения обусловлен переходом  $\dot{M}(t)$  с режима (20) на новый режим

$$\dot{M}_{\alpha_i=1; \alpha_2=0}^{(2)}(t, R_s \geq R_s^*) = 3\dot{M}_0 \left( \frac{V_{10}}{V_w} \right)^2 \left( \frac{R_s^*}{R_{0s}} \right)^2 \left( \frac{V_{10}}{v_{0w}} \frac{R_s^*}{R_{0s}} - 1 \right) = \text{const} \quad (23)$$

и «включением» противодействия  $P_{out}$  при  $R_s \geq R_s^*$ . Из (19), (21) и (20), (23) находим

$$\frac{P_{in}^{(2)}(R_s = R_s^*)}{P_{in}^{(1)}(R_s = R_s^*)} = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{v_{0w} R_{0s}}{V_{10} R_s^*} \right) \neq 1; \quad (24)$$

$$\frac{\dot{M}_{\alpha_i=1; \alpha_2=0}^{(2)}(R_s = R_s^*)}{\dot{M}_{\alpha_i=1}^{(1)}(R_s = R_s^*)} = \frac{3}{10} \left( 1 - \frac{v_{0w} R_{0s}}{V_{10} R_s^*} \right) \neq 1.$$

Это означает, что внутреннее давление и темп потери массы ядром туманности в точке  $R_s = R_s^*$  скачкообразно уменьшаются при переходе  $\dot{M}(t)$  на новый режим (23). Что, по-видимому, свидетельствует о формальности «сшивки» режимов (18), (21) расширения оболочки ПТ в точке  $R_s = R_s^*$  и о постепенном характере перехода  $\dot{M}(t)$  на новый режим при  $R_s \rightarrow R_s^*$ .

На рис. 1 в плоскости  $(2V_s; R_s)$  точками отмечены положения планетарных туманностей, для которых данные наблюдений дают уверенные значения  $V_s$ ,  $R_s$  [13]. Здесь же представлено графическое выражение зависимости  $V_s(R_s)$  (18), (21). Как видим, предлагаемая зависимость  $V_s(R_s)$  хорошо описывает характер поведения скоростей расширения оболочек ПТ. Варьируя параметры, определяющие модель туманности, можно описать расширение каждой из них в конкретном случае.

Графические выражения зависимостей  $P_{in}(R_s)$  (19), (21),  $L_w(R_s)$  (20), (23), обеспечивающих наблюдаемое поведение скоростей расширения оболочек, представлены на рис. 2, 3.

Для туманности NGC 3242 расчеты и данные наблюдений дают следующие значения параметров:  $R_s = 0.042$  пс,  $V_w = 2200$  км/с,  $V_s = 19.8$  км/с,  $\dot{M} = 10^{-9} M_\odot/\text{год}$ ,  $M_s \approx 0.1 M_\odot$  [9, 12, 13]. Зная эти параметры, можно определить темп потери массы звездой-предшественницей  $\dot{M}_0$ , а также режим расширения оболочки. Расчеты показывают, что планетар-

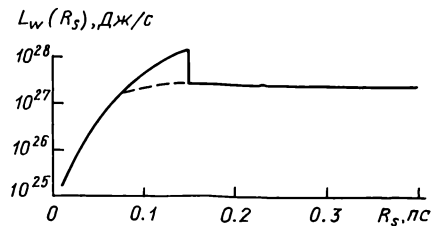
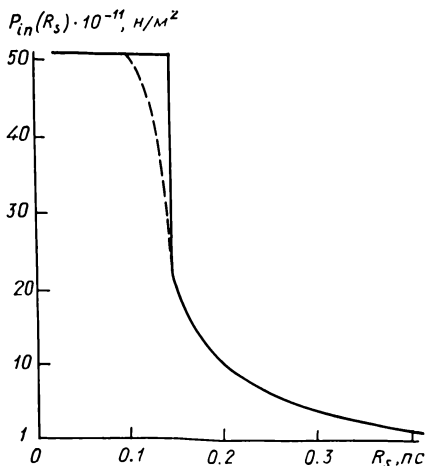


Рис. 3. Зависимость  $L_w(R_s)$  (20), (23), обеспечивающая расширение оболочки планетарной туманности (вариант (а) на рис. 1) в соответствии с данными наблюдений

Рис. 2. Внутреннее давление газа при расширении оболочки ПТ (в случае варианта (а)), согласно (18)—(21).  $\dot{M}_0 = 7.1 \cdot 10^{-6} M_\odot/\text{год}$ ,  $v_{0w} = 10$  км/с

ная туманность NGC 3242 находится на стадии стационарного расширения, величина  $\dot{M}_0$  в случае NGC 3242 равна  $4.2 \cdot 10^{-5} M_\odot/\text{год}$  при  $v_{0w} \sim 18$  км/с.

**Выводы.** 1. Предложен вид зависимости  $V_s(R_s)$ , хорошо согласующейся с данными наблюдений по расширению оболочек планетарных туманностей. 2. Получено аналитическое выражение для темпа потери массы ядром туманности, при котором обеспечивается наблюдаемый характер расширения. На первой стадии расширения темп потери массы сначала увеличивается, а затем на второй стадии выходит на постоянный уровень. При этом ускоренное расширение оболочки сменяется стационарным режимом расширения, а постоянное давление газа в области сжатого ударной волной быстрого звездного ветра начинает уменьшаться. 3. Если при  $R_s \geq R_s^*$  темп потери массы  $\dot{M}(t)$  не выходит на постоянный уровень, а уменьшается со временем, то при таком условии ускорение оболочки сменится торможением.

Автор выражает благодарность С. Г. Кравчуку, Л. С. Пилюгину, а также всем участникам объединенного семинара по теоретической астрофизике ГАО АН УССР, ИТФ АН УССР и КГУ за обсуждение результатов работы.

1. Аллер Л., Лиллер Г. Планетарные туманности.— М.: Мир, 1971.—284 с.
2. Бочкарев Н. Г., Лозинская Т. А. О природе кольцевых туманностей вокруг звезд WR и Of: перспективы рентгеновских наблюдений // Астрон. журн.— 1985.— 62, № 1.— С. 103—111.
3. Вильковиский Э. Я., Кондратьева Л. Н., Тамбовцева Л. В. Эволюционная последовательность моделей планетарных туманностей // Там же.— 1983.— 60, № 2.— С. 332—339.
4. Йорк Х. В., Окороков В. А., Тутуков А. В., Шустов Б. М. Численные эволюционные модели планетарных туманностей // Письма в Астрон. журн.— 1983.— 9, № 5.— С. 296—301.
5. Костякова Е. Б. Физика планетарных туманностей.— М.: Наука, 1982.—295 с.
6. Хромов Г. С. Планетарные туманности: Физика, эволюция, космогония.— М.: Наука, 1985.—387 с.
7. Шкловский И. С. О природе планетарных туманностей и их ядер // Астрон. журн.— 1956.— 33, № 2.— С. 315—329.

8. *Camenzind M., Courvoisier T. J.*—L. A wind and shock model for active galactic nuclei // *Astrophys. J.*—1983.—266, N 1.—P. L83—L87.
9. *Hamann W. R., Kudritzki R.—P., Mendez R. H., Pottasch S. R.* Mass loss from the central star of NGC 3242 // *Astron. and Astrophys.*—1984.—139, N 2.—P. 459—463.
10. *McCray R., Kafatos M. C.* Supershells and propagating star formation.—Fairfax, 1985.—29 p.—(Preprint / Joint Institute Lab. Astrophys.).
11. *Ostriker J. P., McKee C. F.* Analytical models for blast wave evolution in homogeneous or inhomogeneous and stationary or expanding media.—Princeton, 1983.—124 p.—(Preprint / Princeton Observatory; N 051).
12. *Pottasch S. R.* Distances of the central stars and their position in the HR diagram // *IAU Symp.*—1983.—N 103.—P. 391—407.
13. *Sabbadin F., Gratton R. G., Bianchini A., Ortolani S.* The interpretation of internal motions in planetary nebulae // *Astron. and Astrophys.*—1984.—136, N 1.—P. 181—192.
14. *Kwok S., Purton C. R., FitzGerald P.* On the origin of planetary nebulae // *Astrophys. J.*—1978.—219, N 2.—P. L125—L127.
15. *Williams R. E., Christiansen W. A.* Blast wave formation of the extended stellar shells surrounding elliptical galaxies // *Ibid.*—1985.—291, N 1.—P. 80—87.

Ин-т теорет. физики АН УССР,  
Киев

Поступила в редакцию 19.11.85,  
после доработки 30.12.85

## РЕФЕРАТ ПРЕПРИНТА

УДК 524.338

**UBVRI-ФОТОМЕТРИЯ АНТИВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД V 586 Ori и IU Ori / Ковальчук Г. У.**

(Препринт / АН УССР, Ин-т теорет. физики; ИТФ-86-29Р)

Представлены результаты выполненных в 1979—1983 гг. фотоэлектрических (UBVRI) наблюдений антивспыхивающих звезд V 586 Ori и IU Ori.

В максимуме блеска для обеих переменных характерны неправильные флуктуации с амплитудой до  $0.3^m$  (V) и характерными временами от нескольких десятков минут до нескольких дней. Амплитуда флуктуаций максимальна в УФ-области спектра. Основной процесс переменности IU Ori и V 586 Ori — резкие неперіодические алгоподобные ослабления блеска (антивспышки) с амплитудами  $0.5 \div 2.0^m$  (V). В ослабленном состоянии переменные могут находиться от 1 до 10 суток, после чего следует более плавное возвращение к исходному состоянию.

В ночи перед и после минимума амплитуда вариаций блеска заметно возрастает, а показатели цвета  $U-B$  и  $B-V$  уменьшаются. Начальные стадии уменьшения яркости сопровождаются увеличением показателей цвета вдоль линии нарастающего поглощения. При ослаблениях блеска переменной U 586 Ori с амплитудой больше  $1.4^m$  (V) покраснение звезды сменяется ее поголубением.

Оптические характеристики околосредного поглощающего вещества в видимой области спектра совпадают с таковыми для межзвездной среды. В УФ-области околосредного вещества обладает повышенной (по сравнению с межзвездным) поглощательной способностью. Такая зависимость коэффициента поглощения околосредного поглощающего вещества от длины волны интерпретируется в рамках предположения о продолжающихся и в настоящее время процессах образования пыли «второго поколения».