

УДК: 524.37—54

ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ: ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ МОДЕЛИ

И. В. ИГУМЕНЦЕВ, А. В. ТУТУКОВ, Б. М. ШУСТОВ

Поступила 29 февраля 1988

Принята к печати 13 мая 1988

Методами двумерной численной газодинамики исследована эволюция оболочек планетарных туманностей (ПТ). Основные параметры модели — асимметрия и скорость истечения вещества на фазе интенсивной потери массы (сверхветра). Темп потери массы $6 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ / год, продолжительность фазы сверхветра $\sim 10^3$ лет. Показано, что для объяснения некоторых двухоболочечных ПТ достаточен однократный выброс вещества при учете эффектов проекции. Асимметрия скорости в большей степени, чем асимметрия плотности теряемого вещества определяет вид ПТ. Критическим параметром является скорость истечения; если она ниже 10 км/с, асимметрия исходной потери массы может «забываться». В ходе динамической эволюции слой нейтрального газа может разбиваться на сгустки.

1. *Введение.* Эволюция подавляющего большинства звезд с начальными массами $1-10 M_{\odot}$ после стадии красного гиганта заканчивается сбросом оболочки и образованием горячего ($T \gtrsim 3 \cdot 10^4$ К) углеродно-кислородного карлика — ядра планетарной туманности (ЯПТ) [1, 2]. В настоящее время известно более 1400 планетарных туманностей (ПТ), а их общее число в Галактике, по-видимому, составляет несколько десятков тысяч [3]. Подавляющее большинство ПТ имеет угловые размеры менее $10''$. Средний линейный радиус ПТ составляет $\sim 10^{17}$ см, электронная концентрация в ионизованной области $n_e = 3.5 \cdot 10^3$ см $^{-3}$, электронная температура газа $T_e = 12000$ К, $\lg T_{\text{янт}} = 4.75$, $\lg L_{\text{янт}} = 3.9$. Эти оценки получены для 70 туманностей [4]. Практически все параметры существенно меняются в процессе эволюции ПТ и ЯПТ.

Численные модели, построенные в приближении сферической симметрии [5—9], послужили основой при построении первых эволюционных сценариев для ПТ. В этой работе, оставаясь в основном в рамках модели Огорокова и др. [9], мы ввели двумерность — необходимое условие для рассмотрения морфологической эволюции. Наиболее часто на основе морфологических данных предполагают эллиптический, цилиндрический, тороидальный и другие виды распределений плотности в ПТ [10].

Предложено несколько вариантов морфологической классификации ПТ. Хромов и Когоутек [11] рассматривают многообразие форм ПТ в основном как результат проекции торообразной структуры. Филипс и Рей [12] выделили следующие типы форм ПТ: биполярные (пример NGC 7027 в радиодиапазоне, в оптике один из ярких «полюсов» не виден, по-видимому, из-за сильного локального поглощения), кольцевые (NGC 7293), «песочные часы» (NGC 2474—5), дискообразные (NGC 3041). Балик [10] принял практически такую же эмпирическую морфологическую последовательность (круглые — R , эллиптические — E , «бабочки» — B), но ввел также и эволюционный индекс в каждой последовательности (ранний — e , средний — m , поздний — l). Из 51 изученной им ПТ для 80% можно указать четкий тип согласно этой классификации и лишь около 20% имеют аморфную или неправильную структуру.

Какова причина осевой симметрии выброса вещества красным (сверх-)гигантом — предшественником ПТ? Луис [13] обсуждает сброс оболочки вращающимся гигантом. Киркпатрик [14], рассматривая эволюцию оболочки под воздействием постоянного ускоряющего фактора, делает заключение о том, что первоначально сжатая оболочка становится вытянутой. Филипс и Рей [12] построили аналитическую модель, учитывающую дифференциальное вращение и давление излучения, и получили ПТ разнообразной формы. Нам кажется, что возможная роль вращения одиночных звезд в этих моделях несколько преувеличена, ибо в силу законов сохранения роль вращения в оболочке одиночного сверхгиганта должна падать по мере расширения оболочки.

Одним из основных «формообразующих» параметров ПТ является, вероятно, исходное, т. е. на некотором уровне отрыва, распределение скорости и плотности вещества по углу θ . Наблюдения инфракрасных сверхгигантов в мазерных линиях молекулы ОН показали [15], что компактные оболочки размерами $\sim 10^{16}$ см вокруг этих звезд обнаруживают явные отклонения от сферической симметрии. Вариации темпа потери массы в зависимости от направления выброса достигают нескольких раз. Эти объекты являются, по-видимому, предшественниками ПТ и отражают симметрию исходного ветра.

Начальные модели и метод расчета двумерной газодинамической эволюции ПТ описаны в разделе 2, результаты обсуждаются в разделе 3, выводы приведены в разделе 4.

2. Метод расчета и начальные модели. Для исследования динамики ПТ использован метод расчета, в основном совпадающий с методом, описанным Ружичкой и др. [16]. Численно интегрируется система уравнений гравитационной газодинамики в случае двух пространственных измерений в сферической системе координат (r, θ, φ) . В расчетах предполагается

симметрия относительно полярной оси ($\theta = 0^\circ$) и относительно плоскости экватора ($\theta = 90^\circ$), так что расчетная область представляет собой квадрант меридионального сечения оболочки. Расчетная сетка по r -координате содержит 120 точек. В разложениях функций по сферическим гармоникам учитываются первые 20 членов ряда.

На начальной стадии эволюции ПТ моделируется интенсивное истечение вещества («сверхветер») из звезды — предшественника ПТ. Сверхветер определяется заданием на внутренней границе счетной области ($r = 10^{15}$ см) скорости и плотности вещества с угловым распределением

$$v_r(\theta) = v_0 \cdot (1 + \alpha \cdot P_2(\cos \theta)), \quad (1)$$

$$\rho(\theta) = \rho_0 \cdot (1 + \beta \cdot P_2(\cos \theta)), \quad (2)$$

где α — параметр, задает степень несимметричности скорости истечения вещества ($-1 < \alpha < 2$); β — параметр, аналогичный α ; $P_2(\cos \theta) = (3 \cdot \cos^2 \theta - 1)/2$ — полином Лежандра.

Эволюция модели начинается с момента «включения» сверхветра. Предполагалось, что к этому моменту вещество «старого ветра», т. е. продукт потери массы красным сверхгигантом на предыдущих фазах, распределено сферически симметрично по закону $\rho(r) \sim r^{-2}$ и имеет параболическую скорость в каждой точке. На фазе сверхветра длительностью 830 лет темп потери \dot{M} составлял $6 \cdot 10^{-5} M_\odot/\text{год}$. После окончания фазы сверхветра \dot{M} уменьшился примерно на 3 порядка при сохранении того же среднего значения радиальной скорости на внутренней границе счетной области.

Массы ЯПТ — $0.6 M_\odot$, вещества сверхветра — $0.05 M_\odot$ и старого ветра — $0.022 M_\odot$. Эти числа соответствуют средним значениям масс ЯПТ, масс самих ПТ и массы вещества, потерянного красным сверхгигантом в пределах границ счетной области ($3 \cdot 10^{17}$ см). Эволюция основных параметров ЯПТ: светимости L и температуры T задавалась согласно результатам расчетов Вуда и Фолкнера [17].

При достаточном повышении температуры ЯПТ в динамике сброшенной оболочки начинает играть важную роль образующаяся зона Н II. При расчетах зоны Н II используется уравнение стационарного ионизационного баланса водорода (см. [18]):

$$(1 - s) \cdot \sigma_H \cdot \Phi = s^2 \cdot (\alpha_H - \alpha_1) \cdot \rho / m_H \quad (3)$$

и уравнение переноса для нерассеянного ионизирующего излучения центральной звезды:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \Phi) = - ((1 - s) \cdot \sigma_H / m_H + \kappa) \cdot \rho \cdot \Phi. \quad (4)$$

Здесь Φ — поток ионизирующих квантов, σ_H — среднее сечение поглощения для водорода, α_H — коэффициент фоторекомбинации для водорода, α_1 — коэффициент рекомбинации на первый уровень водорода, κ — непрозрачность, обусловленная пылью (полагалась равной $100 \text{ см}^2/\text{г}$), s — степень ионизации водорода, m_H — масса атома водорода. Уравнения (3), (4) решаются для каждого направления отдельно. Газовое давление аппроксимируется формулой:

$$P = \frac{R}{\mu} (2 \cdot T_{HII} \cdot s + T_{HI} \cdot (1 - s)) \cdot \rho, \quad (5)$$

где T_{HI} и T_{HII} — равновесные температуры в областях HI и HII; соответственно, в расчетах полагается $T_{HI} = 100 \text{ К}$ и $T_{HII} = 10\,000 \text{ К}$, R — газовая постоянная, μ — молекулярный вес газа. Поток ионизирующих квантов от ЯПТ определяется по таблицам, рассчитанным Аведисовой [15].

Все рассчитанные нами эволюционные серии моделей отличаются только выбором параметров, определяющих истечение вещества на фазе сверхветра. Эти параметры: отношение ρ_0/ρ_{90} плотностей газа при $\theta = 0^\circ$ к плотности при $\theta = 90^\circ$, отношение v_0/v_{90} скоростей газа при тех же значениях полярного угла и среднее значение скорости истечения v_{cp} на внутренней границе приведены в табл. 1.

Таблица 1
НАЧАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЕЙ

Номер (серии) моделей	ρ_0/ρ_{90}	v_0/v_{90}	v_{cp} (км/с)
1	1	1	25
2	1/3	1	25
3	1/3	1	10
4	1/9	1	25
5	3	1	25
6	1	1/2	25
7	1	2	25

Для контроля возмущений, вносимых численной схемой, модель 1 была задана сферически симметричной. Расчеты показали, что в целом численная схема сохраняет симметрию.

3. Обсуждение результатов расчетов. Основные этапы эволюции ПТ можно проследить на примере модели 6 (см. табл. 1). На рис. 1 показаны

распределения плотности для этой модели в квадранте меридионального сечения. После сброса основной массы оболочки на фазе сверхветра и достаточного разогрева ЯПТ вокруг него возникает компактная зона Н II. Распространяющаяся перед ионизационным фронтом (D -типа) ударная волна создает зону сжатого нейтрального газа (рис. 1а). Сплюснутость оболочки по оси z является прямым следствием начальных условий. Ионизация внутреннего края газовой оболочки вызывает интенсивный отток ионизованного газа к звезде. Последующая эволюция приводит к ионизации оболочки преимущественно в тех направлениях, где толщина оболочки для ионизирующего излучения ЯПТ относительно мала. В модели б это происходит в направлениях, близких к оси z . На рис. 1б показана фаза «прорыва» ионизационного фронта. Уплотненность оболочки несколько уменьшается, т. к. ионизованный газ начинает расширяться в направлениях, близких к оси z , со скоростью, которая превышает скорость расширения неионизованной части оболочки. Дальнейшее расширение газа и увеличение числа ионизирующих квантов вследствие нагрева ЯПТ приводят к полной ионизации оболочки (см. рис. 1с). Последующее расширение ионизованной оболочки приводит к сглаживанию неоднородностей и к ее сферизации (см. рис. 1д).

На рис. 2 приведены распределения меры эмиссии ME в проекции на картинную плоскость, задаваемой углом θ наклона оси симметрии туманности к лучу зрения. На рис. 2а и 2б показаны распределения ME в двух проекциях $\theta = 45^\circ$ и $\theta = 90^\circ$, которые соответствуют распределению плотности ПТ, приведенному на рис. 1а. Хорошо видна двухоболочечная структура, хотя ПТ образована при однократном выбросе вещества из звезды. Следовательно, появление двойных оболочек может являться следствием эффектов проекции на картинную плоскость. Структура модели на фазе полной ионизации (ср. рис. 1с) представлена на рис. 2с при $\theta = 45^\circ$. В этом случае получаем часто встречающуюся эллипсоидальную кольцевую структуру. На рис. 2д показан вид туманности с ребра ($\theta = 90^\circ$), соответствующий распределению плотности вещества, изображенному на рис. 1д. Неоднородности в распределении меры эмиссии размываются и туманность в этой проекции становится биполярной, хотя при $\theta = 0^\circ$ она обнаруживает кольцевую структуру.

В целом эволюцию ПТ можно разделить условно на три этапа. Первый этап — это распространение зоны Н II внутри вещества сверхветра. На этой фазе могут наблюдаться двухоболочечные структуры из-за эффектов проекции. На втором этапе (ионизационный фронт достигает границы оболочки в отдельных направлениях) характерно образование неионизованных сгустков газа. В наблюдениях эта фаза эволюции будет характеризоваться наличием локальных ярких структур или фрагментов в оболочке ПТ. Третий этап эволюции — это полная ионизация оболочки.

Все неоднородности, возникающие в ходе предыдущей эволюции, сглаживаются и ПТ постепенно сферизуется. Здесь возможно наблюдение слабо-контрастных кольцевых или биполярных структур и протяженных оболочек ПТ. Вид ПТ на всех трех этапах эволюции будет существенно зависеть от условий, при которых происходит сброс оболочки. Результаты расчетов остальных моделей подтверждают это заключение.

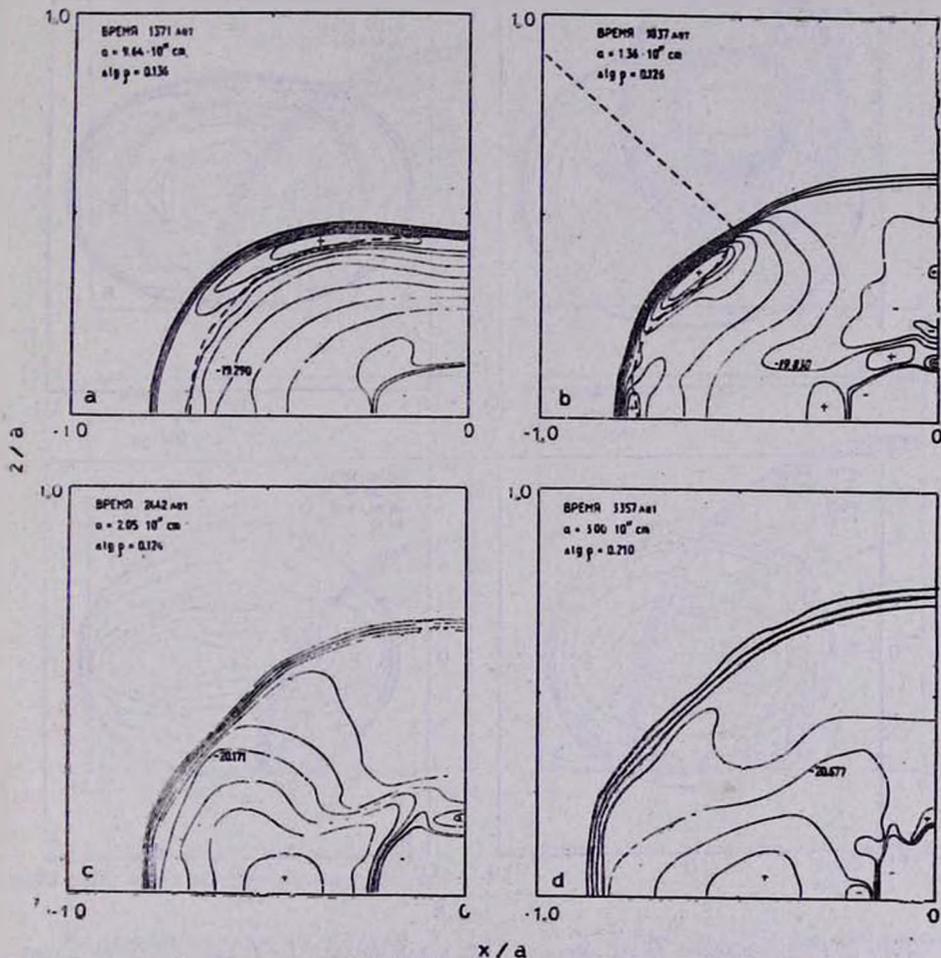


Рис. 1. Эволюция структуры планетарной туманности (модель 6). Изображены линии равной плотности с постоянным шагом $\Delta \lg \rho$; для одной из линий указано значение $\lg \rho$ ($\text{г}/\text{см}^3$). Локальные максимумы и минимумы отмечены знаками + и - соответственно. Масштаб a задан для каждого момента времени. Граница зоны ионизованного водорода показана штриховой линией. Можно выделить три фазы эволюции: а) компактной зоны Н II, б) «прорыва» ионизационного фронта, с и д) полной ионизации.

Структура модели 2 в последовательные моменты времени показана на рис. 3а, 3с и 3д. На первом этапе эволюции (рис. 3а) внешняя граница оболочки почти сферична, а зона Н II внутри оболочки вытянута вдоль оси z . Поэтому вначале оболочка ионизуется именно в этом направлении (см. рис. 3с). В течение этой фазы внешняя граница оболочки приобре-

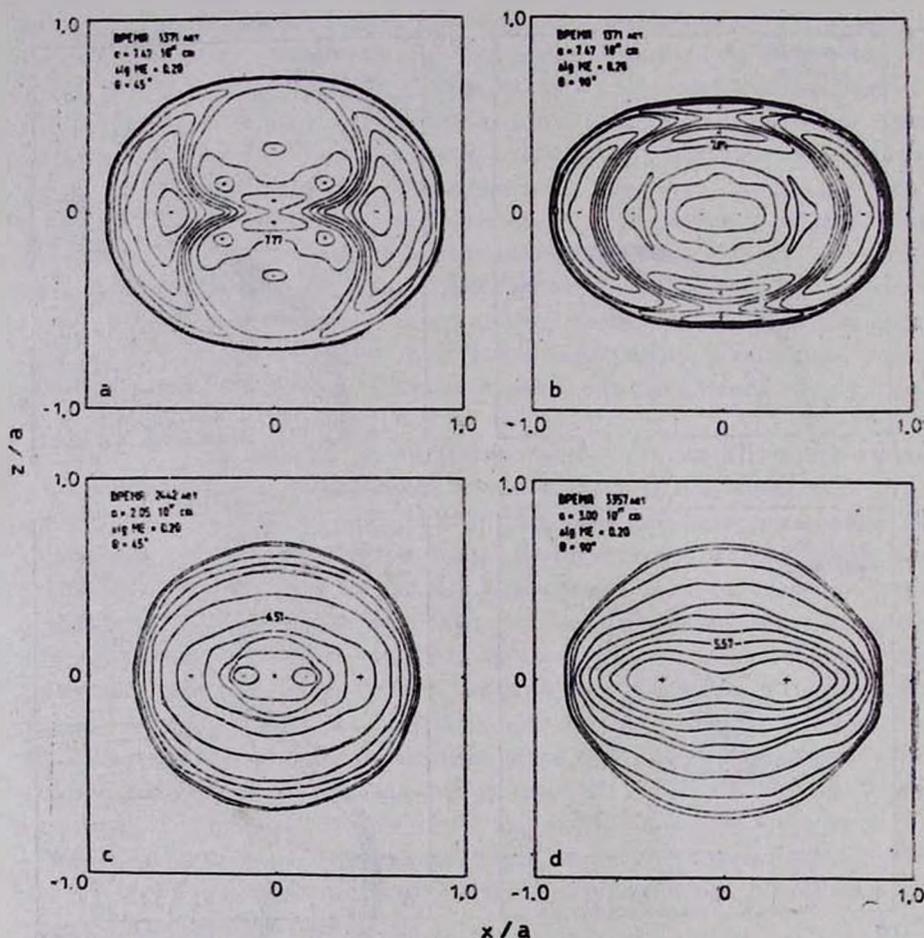


Рис. 2. Распределение меры эмиссии (ME) для модели 6. Указаны момент времени, масштаб a , шаг $\Delta \lg ME$ и угол θ наклона оси симметрии. Для одного из контуров указан $\lg ME$ (лж/см 3).

тает слегка вытянутую вдоль оси z форму. На фазе полной ионизации (рис. 3д) внутри туманности наблюдается слабое кольцевое уплотнение, которое расплывается со временем. Такие кольца — типичный структурный элемент многих ПТ. На рис. 3б показано распределение ME, соответ-

ствующее распределению плотности на рис. 3а. Следует отметить, что развитие модели 4 протекает подбным же образом, отличие от модели 2 лишь в контрастах плотности.

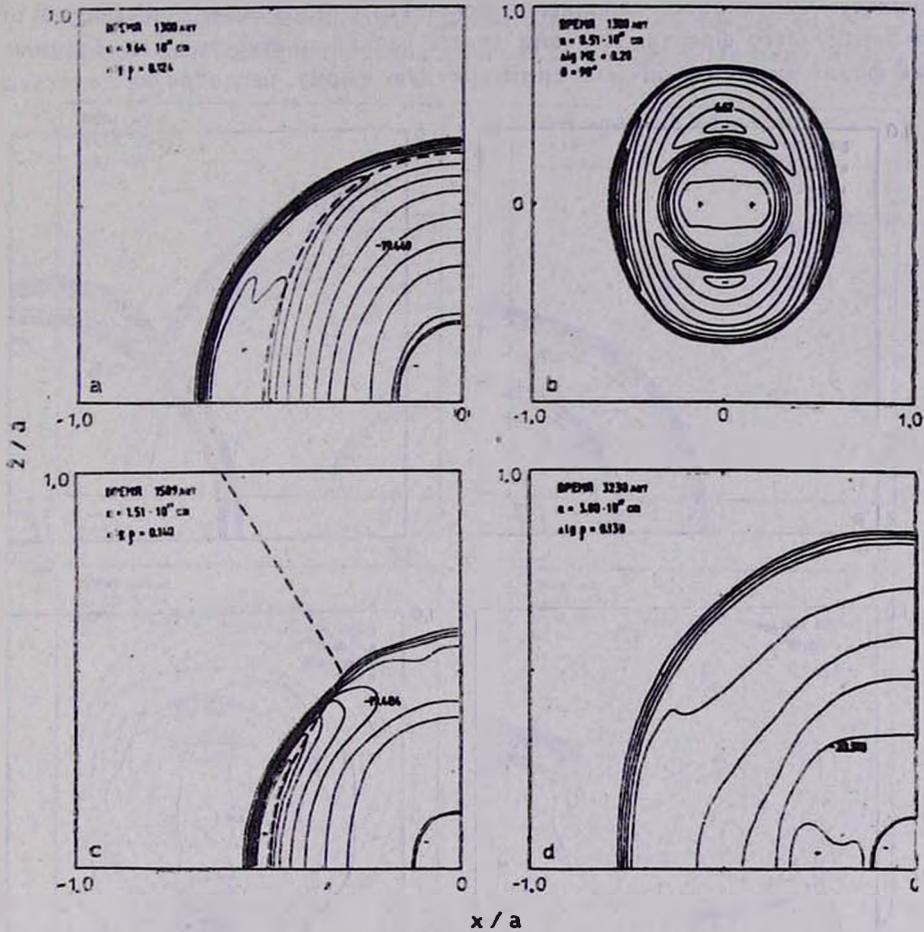


Рис. 3. Эволюция модели 2: а), с), д) — распределение плотности; б) — распределение меры эмиссии. Обозначения см. рис. 1 и 2.

Характер эволюции модели 3 (рис. 4) в корне отличается от модели 2, хотя в начальных условиях различаются только скорости сброса оболочки (см. табл. 1). В модели 2 скорость сброса превышает тепловую скорость ионизованного газа, в то время как в модели 3 скорость сброса меньше тепловой скорости. На рис. 4а асимметрия в распределении плотности в оболочке соответствует асимметрии в начальных условиях. Однако в более поздний момент (рис. 4б) ситуация изменяется, теперь основная масса неионизованного вещества оболочки концентрируется бли-

же к оси z , а распределение плотности внутри зоны Н II довольно однородно. Таким образом, ионизационный фронт в данной модели распространяется во все стороны с практически одинаковой скоростью. Это объясняется тем, что низкая скорость расширения оболочки обеспечивает возможность однородного заполнения зоны Н II веществом, оттекающим от ионизационного фронта. Поэтому линии равной плотности и ионизационный фронт имеют сферически симметричную форму, несмотря на заметную

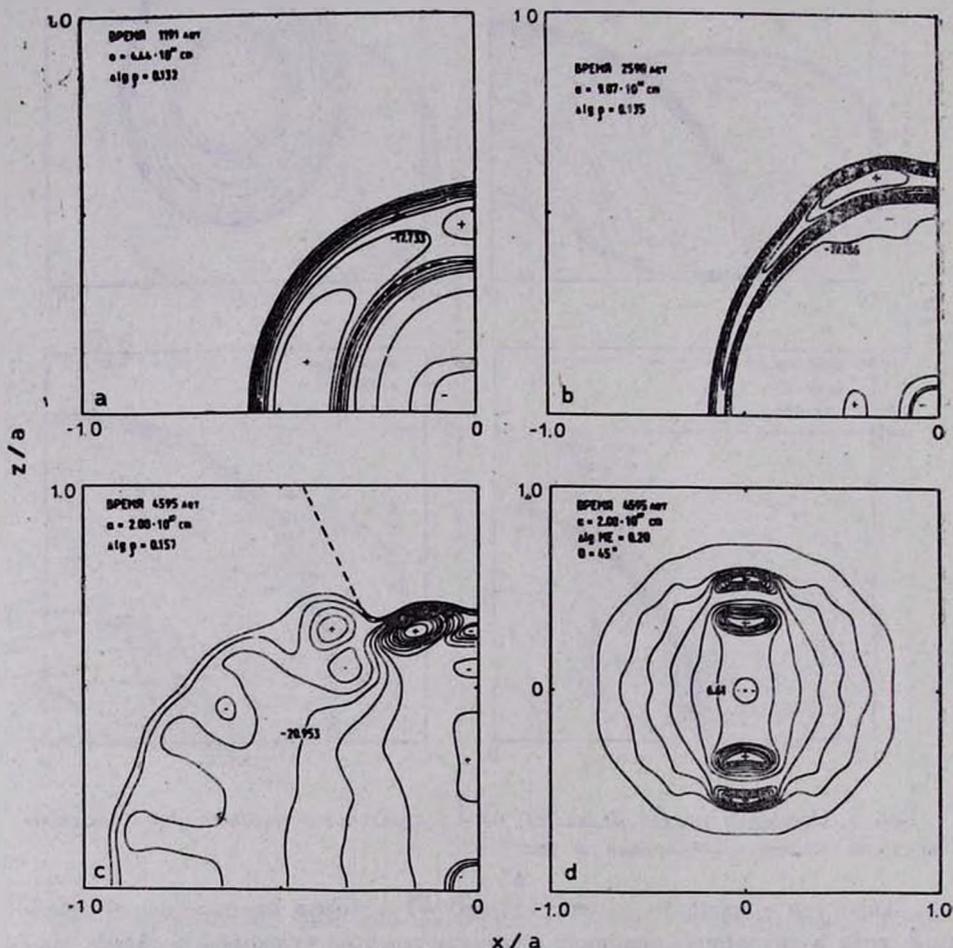


Рис. 4. Эволюция модели 3: а), б), с) — распределение плотности; д) — распределение меры эмиссии. Обозначения см. рис. 1 и 2.

асимметрию исходного распределения плотности. Сквозная ионизация оболочки туманности начинается в экваториальной плоскости (рис. 4с). Поведение ионизируемой оболочки на этой фазе также отличается от рассмотренных ранее моделей. Слой нейтрального газа сначала делится на

фрагменты, по-видимому, вследствие развития неустойчивости Рэлея—Тейлора, а затем эти фрагменты ионизируются. На рис. 4с остатки таких фрагментов наблюдаются в виде характерных «шипов» в распределении плотности, вид ПТ в этот момент показан на рис. 4d.

Результаты расчетов модели 5 проиллюстрированы на рис. 5. Рис. 5а соответствует фазе распространения зоны Н II внутри оболочки. Хорошо

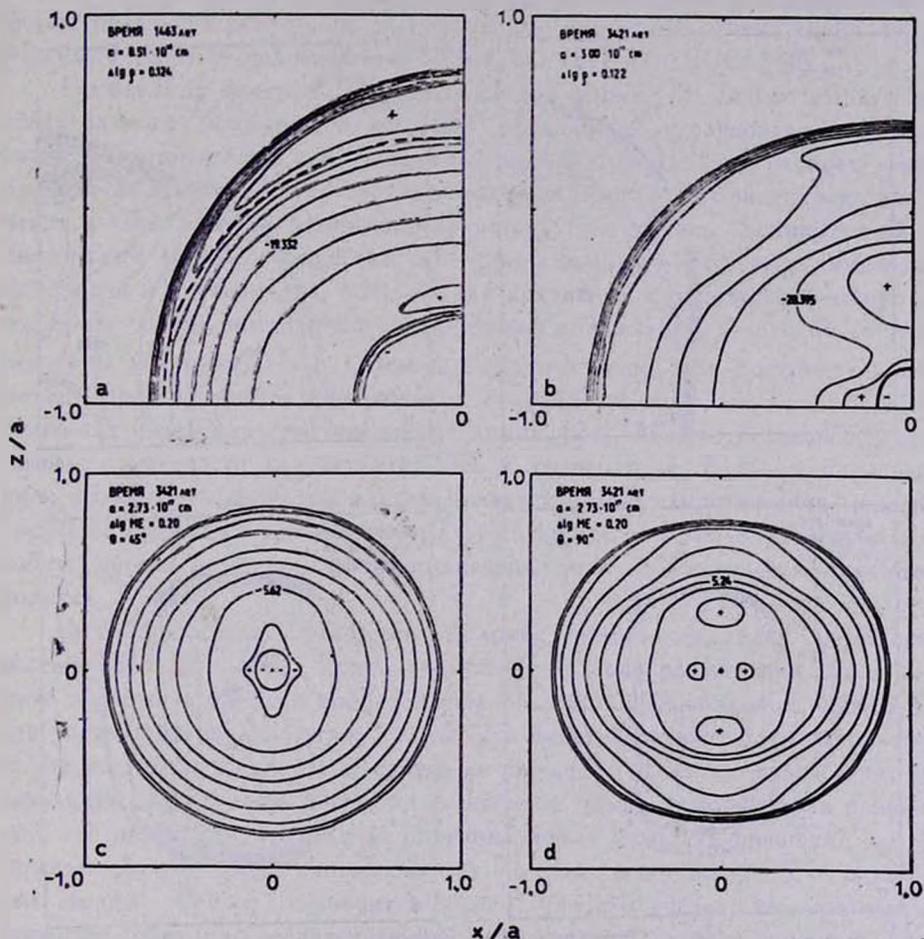


Рис. 5. Эволюция модели 5: а), б) — распределение плотности; в), д) — распределение меры эмиссии. Обозначения см. рис. 1 и 2.

заметна ее асимметрия. Сквозная ионизация оболочки начинается в экваториальной плоскости. Фаза полной ионизации показана на рис. 5б — распределение плотности газа, и на рис. 5с и 5д — распределение ME в двух проекциях $\theta = 45^\circ$ и $\theta = 90^\circ$.

Эволюция модели 7 (рис. 6) демонстрирует более сильное отклонение от сферически симметричного распределения вещества, чем модель 5. Скорость движения оболочки в z направлении значительно превышает здесь скорость звука в зоне Н II, и, как следствие, слой сжатого нейтрального газа перед фронтом ионизации в этом направлении имеет большую ширину (рис. 6а). На рис. 6б представлена фаза частичной ионизации туманности. Вид ПТ в двух проекциях на этой фазе дан на рис. 6с и 6д.

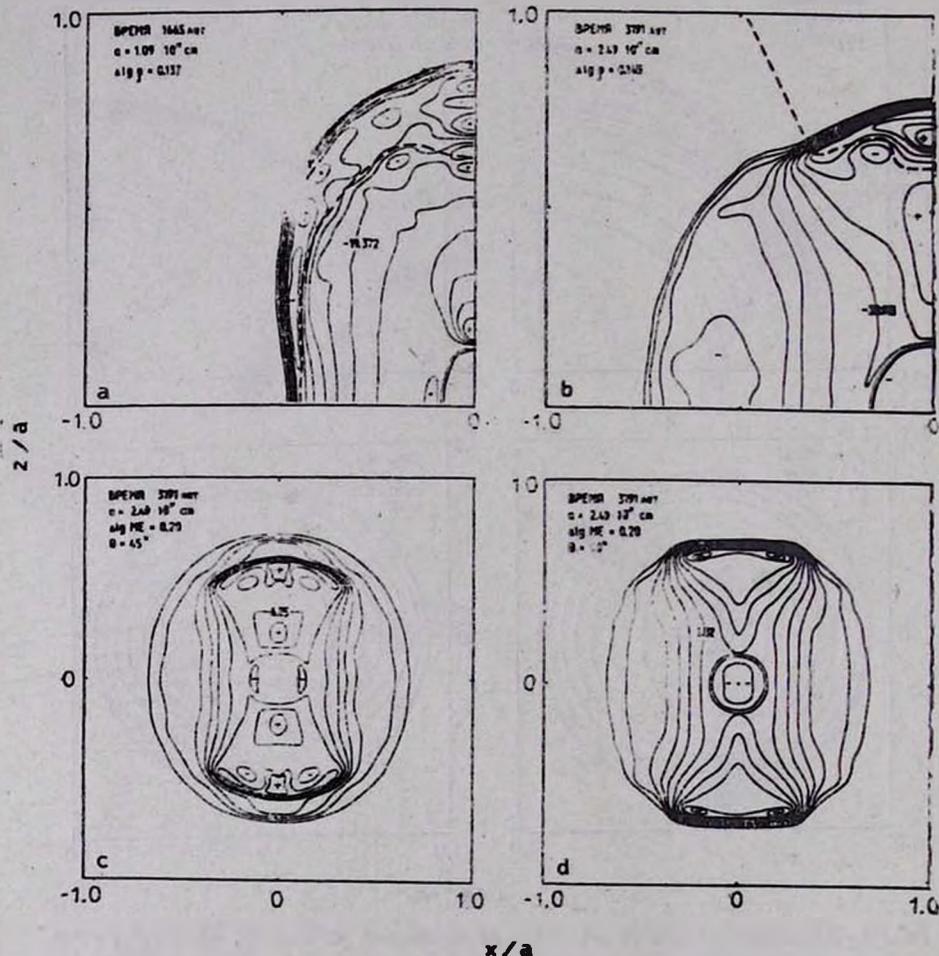


Рис. 6. Эволюция модели 7: а), б) — распределение плотности; в), д) — распределение меры эмиссии. Обозначения см. рис. 1 и 2.

Распределение меры эмиссии по диску модели ПТ может быть сопоставлено теперь с распределением яркости наблюдаемых туманностей, приведенных Баляком [10]. При некоторой условности такого сравнения нам

кажется полезным отметить ПТ — возможные аналоги вычисленных моделей. Рис. 2а напоминает по форме Красный Прямоугольник, а рис. 2d — IC 5217. Рис. 3b имеет сходство с NGC 7139 и Abell 82, а вид этой модели при $\theta = 45^\circ$ напоминает кольцеобразную структуру типичной ПТ NGC 6720, NGC 2438. Форма модели на рис. 4d может быть сравнена с формами туманностей: M2—9, IC 5217. Значительная часть ПТ имеет форму овала без резкого края, полученную на рис. 4: Abell 30, IC 4593. Модель 7 (рис. 6) напоминает IC 2149, IC 5217 или NGC 2346.

Необходимо отметить, что наблюдаемая форма ПТ сильно зависит от спектрального диапазона, в котором проводится исследование. Прежде всего это относится к наблюдениям в линиях, поскольку распределение яркости не всегда следует распределению плотности. Интенсивность излучения в спектральной линии определяется плотностью, температурой и химическим составом вещества. Мы принимали, что оболочка химически однородна и изотермична, поэтому для сравнения с наблюдениями нужно выбирать линии, интенсивность излучения которых мало зависит от температуры (например, H_β). Весьма перспективными для сравнения с моделями представляются изображения туманностей, которые строятся в отношениях интенсивностей некоторых линий [22]. Можно подобрать отношения, практически нечувствительные к температуре. Важным направлением возможного развития модели является расчет теоретических моделей профилей оптически тонких спектральных линий, что позволит сравнить с наблюдениями не только фотометрические, но и кинематические свойства моделей.

Цилиндрическую симметрию оболочки можно объяснить двойственностью ЯПТ [20—27]. Если сверхгигант в ходе расширения заполняет свою полость Роша, то в процессе образования общей оболочки значительная часть орбитального углового момента будет передана оболочке красного сверхгиганта, ускорив тем самым ее вращение. Если же сверхгигант не заполняет свою полость Роша, но расстояние между компонентами сравнимо с его размерами, то наличие спутника может ускорить вращение сверхгиганта. Долгое время считалось, что все или почти все ЯПТ — одиночные звезды. Сейчас становится ясным, что это убеждение — результат эффектов селекции, препятствующей обнаружению слабого спутника около яркого ЯПТ. Действительная степень двойственности ЯПТ не менее 10—20% [24—26].

4. Выводы. 1. Большое значение для видимой формы ПТ имеют эффекты проекции. Например, даже при однократном истечении вещества с постоянным темпом потери, ПТ может выглядеть как двухоболочечная. В процессе развития форма ПТ может существенно меняться, общее направление этих изменений зависит от асимметрии истечения и ее начальной скорости.

2. Анализ моделей показывает, что асимметрия начальной скорости истечения в большей степени определяет форму туманности, чем такая же (в относительном измерении) асимметрия плотности. Критическим параметром является скорость истечения. Если она ниже тепловой скорости в зоне Н II, асимметрия исходной потери массы может «забываться» в процессе эволюции.

3. В ходе динамической эволюции слой нейтрального газа, окружающий зону Н II, может, как показали расчеты, разбиваться на сгустки вследствие неустойчивости Релея—Тейлора.

Авторы выражают благодарность Х. Йорку (ФРГ, Геттингенский университет), предоставившему возможность использовать в качестве основы разработанный им совместно с М. Ружичкой, В. Чарнугером и К. Винклером алгоритм расчета неодномерных задач газовой динамики.

Астрономический совет
АН СССР

PLANETARY NEBULAE: AXISYMMETRIC MODELS

I. V. IGUMENSHCHEV, A. V. TUTUKOV, B. M. SHUSTOV

Evolution of planetary nebulae envelopes (PNE) is studied by means of two-dimensional hydrodynamics. Basic model parameters are asymmetry and are the velocity of intensive mass outflow (superwind). Mass loss rate is assumed to be $6 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/y$ and the duration of superwind phase is $\sim 10^3$ years. According to the models some two-shell PNE may be a result of projection effects for one outflow event. Asymmetry of the initial wind velocity is a more important factor for the structure of PNE than asymmetry of wind density. The initial velocity of outflow is of critical significance, if it is lower than 10 km/s, the initial asymmetry may be forgotten in the course of evolution. The layer of neutral gas around Н II region may be dynamically unstable.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Gatow, Phys. Rev., 67, 120, 1945.
2. И. С. Шкловский, Астрон. ж., 33, 315, 1956.
3. С. Потташ, Планетарные туманности, М., 1987.
4. Е. В. Костякова, Физика планетарных туманностей, М., 1982.
5. R. L. Ferch, E. E. Salpeter, Astrophys. J., 202, 195, 1975.
6. А. В. Тутуков, Б. М. Шустов, Науч. инф. Астрон. сов АН СССР, 46, 111, 1979.
7. S. Kwok, Astrophys. J., 258, 280, 1982.
8. M. Schmidt-Voigt, J. Köppen, Astron. and Astrophys., 174, 211, 1987.

9. *V. A. Okorokov, B. M. Shustov, A. V. Tutukov, H. W. Yorke, Astron. and Astrophys.*, 142, 441, 1985.
10. *B. Balick, Astron. J.*, 94, 671, 1987.
11. *G. S. Khromov, L. Kohoutek, IAU Symp. No. 34*, 227, 1968.
12. *J. P. Phillips, N. N. Reay, Astron. and Astrophys.*, 59, 91, 1977.
13. *R. Loutse, Mem. Soc. Roy. Liege*, 5, 465, 1973.
14. *R. C. Kirkpatrick, Astrophys. Lett.*, 17, 7, 1976.
15. *R. S. Booth, A. J. Kus, R. P. Morris, N. P. Poster, Nature*, 290, 382, 1981.
16. *M. Rozyczka, W. M. Tscharnuter, K. -H. Winkler, H. W. Yorke, Astron. and Astrophys.*, 83, 118, 1980.
17. *P. R. Wood, D. J. Foulkner, Astrophys. J.*, 307, 659, 1986.
18. *В. Б. Баранов, К. В. Краснобаев, Гидродинамическая теория космической плазмы, М., 1977.*
19. *В. С. Аведисова, Астрон. ж.*, 56, 965, 1979.
20. *M. Livio, J. Salzman, G. Shavit, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 188, 1, 1979.
21. *B. Paczynski, IAU Symp. No. 73*, 75, 1976.
22. *M. P. Veron-Cetty, P. Veron, L. Woltjer, Astron. and Astrophys.*, 151, 101, 1985.
23. *И. Г. Колесник, Л. С. Пулюзин, Астрон. ж.*, 63, 279, 1986.
24. *K. C. Sahu, J. N. Desai, Astron. and Astrophys.*, 161, 357, 1986.
25. *I. Iben, Jr., A. V. Tutukov, IAU Symp. No. 131*, 1987 (в печати).
26. *H. E. Bond, A. D. Grauer, STSI, prepr. No. 182.*
27. *A. V. Tutukov, L. R. Yungelson, IAU Symp. No. 83*, 401, 1978.