

УДК: 524.5-355

О ШИРОКИХ ЛИНИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ В СПЕКТРАХ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ КАК ИНДИКАТОРАХ БЫСТРЫХ ТЕЧЕНИЙ

А.Г.ЕГИКЯН

Поступила 18 марта 1999

Принята к печати 20 мая 1999

Обсуждается возможность использования широких (порядка и более 100 км/с) линий поглощения дублета Mg II 2800, формирующихся в областях планетарных туманностей с быстрыми коллимированными течениями и, вероятно, проявляющихся на фоне коротковолнового крыла бальмеровского континуума спектра, в качестве индикаторов таких течений. С этой целью, используя существующие аналитические (динамические) модели изотермических течений с загружаемой массой и численные (фотоионизационные) модели планетарных туманностей, вычислены теоретические профили линий в приближении Соболева и показана их зависимость от некоторых параметров. Преимущество предлагаемого метода заключается в возможности выявления быстрых течений у слабых, звездообразных планетарных туманностей.

1. *Введение.* Быстрые течения (БТ) в планетарных туманностях (ПТ) интересны тем, что они, судя по всему, образуются в результате газодинамического взаимодействия сверхбыстрого ветра ядра с медленным ветром звезды-предшественницы [1] и, стало быть, могут служить индикаторами реакции вещества туманности на поступление энергии, количества движения и массы, обусловленное звездным ветром центральной звезды. Такие течения характеризуются типичными скоростями в проекции на луч зрения до 200-300 км/с и выявляются, в основном, посредством пространственно разрешенных профилей эмиссионных линий H_{α} , [OIII], [NII] и [SII] [2-4].

По-видимому, имеется лишь один достоверный пример обнаружения БТ с помощью широких компонентов дублета CIV1550, наблюдаемых в поглощении в спектре ПТ A78 [5]. Обнаруженные на фоне обусловленного звездным ветром профиля типа P Cug, необычайно широкие (вплоть до 375 км/с), эти абсорбционные детали были идентифицированы с линиями, формируемыми в условиях БТ с загружаемой массой (малая апертура соответствующей камеры Космического телескопа им. Хаббла (HST) - 0.25" x 0.25" позволила избежать влияния эмиссии окружающей туманности). Следует отметить, что пространственное разрешение HST (~0.044"/pixel) в настоящее время является непревзойденным с точки зрения выявления в спектрах практически непротяженных туманностей тонких кинематических деталей, в том числе и по

профилям формирующихся в туманностях ультрафиолетовых линий поглощения.

Наблюдаемые градиенты скоростей течений (свыше 100 км/с на область формирования спектральных линий, см. например, [3]), при благоприятной ориентации их направлений, могут обусловить ширины линий поглощения порядка нескольких ангстрем, с характерными профилями, по которым можно было бы выявлять и интерпретировать такие движения даже у звездообразных объектов. В случаях слабого уровня спектра центральной звезды в области 1550Å можно надеяться на регистрацию подобных линий в других диапазонах, например, MgII 2800, на фоне, обусловленном коротковолновым краем бальмеровского континуума в спектре туманности.

Таким образом, представляется весьма желательным иметь теоретические профили резонансных линий, формирующихся в условиях БТ в ПТ, не только с точки зрения индикации таких течений у слабых звездообразных объектов, но и выбора между различными динамическими моделями течений.

Подчеркнем, что линии поглощения, обычно наблюдаемые в спектрах многих ПТ и уверенно идентифицируемые с линиями, формирующимися в условиях ПТ, в том числе и компоненты резонансного дублета Mg II 2800, имеют ширины порядка нескольких десятых ангстрема (нескольких десятков км/с) ([6,26] и ссылки там), что на порядок меньше теоретических ширин линий, обусловленных БТ.

В разделе 2 настоящей работы обосновывается выбор динамических моделей БТ, а раздел 3 посвящен расчетам профилей дублета Mg II 2800. Полученные результаты обсуждаются в разделе 4.

2. Об аналитических динамических моделях БТ. Хорошо известно, что коллимированные течения можно получить как в численных [1], так и в полуаналитических [7,8] моделях взаимодействующих по стандартному сценарию звездных ветров. Следует, однако, подчеркнуть, что такие модели не учитывают фактов сильной неоднородности вещества, явно наблюдаемых во многих туманностях в виде конденсаций с размерами от 10^{15} до 10^{16} - 10^{17} см. Анализируя время жизни таких образований, авторы [9] заключили, что они представляют собой холодные (~ 10 К), плотные ($\sim 10^6$ см⁻³) молекулярные глобулы (clumps) с массами порядка $10^{-4} M_{\odot}$. Вероятное образование этих глобул в расширяющихся оболочках AGB-звезд (звезд-предшественниц на асимптотической ветви гигантов) в результате действия механизма, обусловленного неустойчивостью Паркера [10], скорее всего имеет универсальный характер.

Динамика изотермических течений с загружаемой массой, образующихся в результате взаимодействия быстрых звездных ветров с сильно неоднородной средой проанализирована в работах [11-14]. В работе [15] эти результаты используются для построения простых одномерных аналитических моделей, описывающих динамику расширения ПТ, а также БТ, образующихся при

заданном несферическом распределении неоднородностей. Учет количества движения, привносимого веществом ветра звезды-предшественницы, позволяет при этом получать практически все разнообразие радиальных зависимостей скоростей расширения $u(r)$, наблюдаемых в ПТ. Действительно, интенсивное высвечивание плотного вещества, поступающего от глобул в результате испарения или абляции [14], в условиях сильного поля излучения ядра приводит к установлению изотермического течения, описываемого в сферически-симметричном случае известными уравнениями неразрывности и движения:

$$\frac{d}{dr}(\rho \cdot u \cdot r^2) = S \cdot r^2, \quad (1)$$

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{d}{dr}(\rho \cdot u^2 \cdot r^2) = S \cdot v_{sl} - \frac{dP}{dr}. \quad (2)$$

Для изотермической среды

$$P = \rho \cdot c^2. \quad (3)$$

Здесь u и ρ - соответственно скорость и плотность течения, r - радиальная координата, P - давление, c - изотермическая скорость звука и $S(r)$ - скорость поступления массы в единицу объема за единицу времени ($\text{г}\cdot\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$), а v_{sl} - скорость "медленного" ветра звезды-предшественницы на AGB стадии. Уравнение (1) очевидным образом дает

$$4\pi r^2 \rho u = M_s + 4\pi \cdot \int_{r_0}^r S(r') r'^2 dr', \quad (4)$$

где M_s - скорость потери массы центральной звездой ($\text{г}/\text{с}$),

$$M_s = 4\pi r_0^2 \rho_0 v_s, \quad (5)$$

v_s - скорость "сверхбыстрого" ветра ядра и величины с индексом "0" относятся к внутренней границе туманности r_0 . Стационарность течения определяется условием $v_s \gg v_{sl}$, а изотермичность - требованием ($S(r) = \text{const}$):

$$3 \cdot \left| \frac{d \ln(H - \Lambda)}{d \ln(T_e)} \right|^{-1} \ll 1, \quad (6)$$

где H и Λ - соответственно, скорость нагрева (излучением ядра) и охлаждения среды в единице объема [14].

Уравнения (1) - (3) дают:

$$(u^2 - c^2) \frac{du}{dr} = -\frac{S}{\rho} (u^2 + c^2 - u \cdot v_{sl}) + \frac{2uc^2}{r}. \quad (7)$$

Как известно, координаты звуковой точки ($u = c$) определяются условием равенства нулю правой части (7). В данном случае это значит, что течение

остаётся сверхзвуковым всюду при

$$v_{s1} > 2c \quad (8)$$

Значение c равно ~ 12 км/с при $T_e = 10^4$ К и меняется между ~ 10 км/с ($T_e = 8000$ К) и ~ 17 км/с ($T_e = 22000$ К), в то время как диапазон скоростей "медленных" выбросов звезд-предшественниц на асимптотической ветви гигантов порядка 4-40 км/с [16]. Следует подчеркнуть, однако, что в начале протопланетарной фазы ПТ возможны скорости истечения вдоль полюсов порядка 30-300 км/с, связанные с быстрой трансформацией сферически-симметричного AGB - ветра в асферическую ПТ, обусловленной, в свою очередь, нерадиальными пульсациями или/и двойственной природой центральной звезды [16]. Исследуя связь между морфологическими и кинематическими особенностями ПТ, Шварц [17,18] подчеркивает резко отличные средние скорости расширения эллиптических (~ 20 км/с) и биполярных (~ 170 км/с) ПТ. Далее будем считать, что скорость "медленного" выброса не такая уж и медленная: $v_u \sim 100-200$ км/с, так что данная модель формирования БТ применима только к таким туманностям - с быстрым "медленным" ветром. В таком случае область с добавляемой массой, характеризующейся темпом инъекции массы $S(r)$, в общем случае отличной от значений вне моделируемого быстрого течения, плавно (т.е. без образования ударного фронта [15]) тормозит звездный ветер с последующим ускорением вплоть до рекомбинационного фронта, расположенного, в зависимости от конкретных условий, при значениях относительного радиуса r/r_0 порядка 2.5-3. Координаты рекомбинационного фронта устанавливаются посредством численных фотоионизационных моделей, рассчитываемых на основе описываемой аналитической динамической модели (см. ниже). Тогда для сверхзвукового течения с $u \gg c$ вместо (7) очевидно будем иметь

$$\frac{du}{dr} \approx -\frac{S}{r} \cdot \frac{u - v_{s1}}{u} \quad (9)$$

и, после исключения r посредством (4) и последующего интегрирования, окончательно получим

$$u(r) = \frac{v_{s1} \cdot I(r) + v_s \cdot M_s}{M_s + I(r)}, \quad (10)$$

где

$$I(r) = 4\pi \cdot \int_{r_0}^r S(r') r'^2 dr'. \quad (11)$$

Значения перечисленных параметров M_s , v_s , S и v_u и определяют всю динамику расширения ПТ, включая возможное формирование быстрых ($u > 100$ км/с) течений в отдельных частях туманностей при $S(r, \theta) \neq \text{const}$.

Распределение плотности при сферической симметрии ($S = S(r)$) определяется формулой

$$\rho = \frac{[M_s + I(r)]^2}{4\pi r^2 \cdot [v_{sl} \cdot I(r) + v_s \cdot M_s]} \quad (12)$$

Формулы (10) и (12) применимы ко всем ПТ, для которых справедливы условия (6) и (8).

При однородном распределении центров загрузки массы (глобул), $S(r) = S_0 = \text{const}$, и $v_{sl} = \text{const}$, имеем простые формулы для u (в км/с) и концентрации $n = \rho/m_a$ (в см³, $m_a = 2 \cdot 10^{-24}$ г):

$$u = 10^3 \cdot \frac{3\mu_s(27) + 0.04\pi \cdot S_0(32) \cdot r_0^3(17)v_{sl}(6) \cdot (x^3 - 1)}{3 \cdot M_s(19) + 4\pi \cdot S_0(32) \cdot r_0^3 \cdot (x^3 - 1)}, \quad (13)$$

$$n = 5 \cdot \frac{[3 \cdot M_s(19) + 4\pi \cdot S_0(32) \cdot r_0^3(17) \cdot (x^3 - 1)]^2}{12\pi \cdot r^2(17)[3\mu_s(27) + 0.04\pi S_0(32) \cdot r_0^3(17) \cdot v_{sl}(6) \cdot (x^3 - 1)]}, \quad (14)$$

где $\mu_s = M_s \cdot v_s$, $x = r/r_0$ и $a(k) \equiv a/10^k$ (за исключением $S_0(32) \equiv S_0/10^{-32}$).

При $x = 1$ значения u и n определяются ветром ядра, но в области загрузки массы ($x > 1$) доминируют члены, определяющие инъекцию массы. При характерных значениях $M_s \sim 10^{-8} + 10^{-6} M_\odot/\text{год}$, $v_s \sim 1000 + 3000$ км/с, $v_{sl} \sim 4 + 40$ км/с (эллиптические ПТ) или $30 + 300$ км/с (биполярные ПТ), формулы (13), (14) дают значения u и n , обычные для ПТ, то есть $u \sim 20 + 40$ км/с, $n \sim 10^2 + 10^4$ см³, при $S_0 \sim 10^{-30} + 10^{-32}$ г·см⁻³·с⁻¹. Полагая характерный объем области, содержащей БТ, равным 10^{51} см³, легко видеть, что за характерное время 1000 лет выделится масса порядка $0.0001 + 0.01 M_\odot$, что вполне приемлемо. Как уже отмечалось, выбирая $v_{sl} > 100$ км/с, можно получить значения u , характерные именно для БТ.

Течения с возрастающими наружу скоростями можно получить либо посредством специального выбора вида зависимости $S(r)$, либо, более проще, требуя переменности v_{sl} :

$$v_{sl} = v_{sl}(r_0) \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right)^\alpha, \quad (15)$$

при $\alpha > 0.5$. Наблюдения в линиях СО некоторых AGB-объектов [18] и ПТ [19], показывающих наличие нескольких независимых ветров с различными скоростями расширения в области СО эмиссии ($r \sim 10^{17}$ см), позволяют принять (15) в качестве основы (вместе с (10) - (12)) для построения аналитической модели динамики ПТ и формирующихся в некоторых из них БТ. Несмотря на простоту, такая модель может иметь практические приложения, в

частности, в запачах интерпретации БТ, выявляемых, как указывалось выше, посредством широких линий поглощения.

3. *Профили абсорбционных линий.* При наблюдаемых градиентах скоростей БТ, $du/dr \sim u/r \sim 10^{-10} \text{ с}^{-1}$, линейный размер области радиационного взаимодействия составит $d \sim v_{th} / du/dr \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}$ для $v_{th} \sim 5 \text{ км/с}$, $u \sim 100 \text{ км/с}$ и $r \sim 10^{17} \text{ см}$. Поскольку $d \ll r$, применимо приближение Соболева, и в условиях ускоряющихся (замедляющихся) сред взаимодействие резонансного излучения с селективно поглощающим веществом, как хорошо известно [21], приводит к формированию профилей типа Р Суг. В терминах цитированной работы выражение для интересующего нас нормализованного абсорбционного профиля определяется как

$$\frac{A(\Delta v > 0)}{B} = 2 \cdot \int_{\mu_m}^1 \exp(-\tau) \mu d\mu, \quad (16)$$

а оптическая толщина в линии имеет обычный вид:

$$\tau = 2knv_{th} / \left| \partial u_z / \partial z \right|, \quad (17)$$

где k - коэффициент поглощения в центре линии, n - концентрация поглощающих атомов, v_{th} - среднеквадратичное значение тепловой скорости, $\mu_m = \cos(\theta_m)$, θ_m - максимальный угол между лучом зрения и линиями тока БТ и

$$\left| \partial u_z / \partial z \right| = (du/dr) \cdot \mu^2 + (u/r)(1 - \mu^2). \quad (18)$$

При этом $u_z = u(r)\mu = -c \cdot \Delta v / v_0$.

Как хорошо известно, ПТ расширяются с определенным положительным градиентом скорости [22], и самые последние наблюдения, выполненные на основе измерений расщепления линий ионов одного и того же атома [23], подтверждают этот результат, что, как уже указывалось, требует выполнения условия (15). Ясно, что при этом (10) задает возрастающую с радиусом функцию как вообще для ПТ, так и для БТ в частности. В этом случае точки пересечения луча зрения с поверхностями равных лучевых скоростей определяются вполне однозначно, позволяя и однозначное вычисление τ по формуле (17), т.е. посредством концентрации $n(r)$ и градиента проекции скорости расширения на луч зрения.

Нас интересует профиль линии поглощения, формирующейся на подходящем непрерывном фоне в условиях БТ, так как эмиссию окружающей туманности можно пространственно и спектрально разрешить, а эмиссия вещества самого БТ мала. Действительно, нормированный эмиссионный профиль линии, формирующейся в шаровом секторе по лучу зрения, равен [21]:

$$\frac{E(\Delta\nu > 0)}{B} \approx \left(\frac{r_c}{r_0}\right)^2 \frac{S_{\nu}}{I_c} [1 - \exp(-\tau_{cp})], \quad (19)$$

где S_{ν} – функция источников в линии, I_c – интенсивность близлежащего непрерывного фона (используются усредненные по лучу зрения величины), $r_c \sim 10^{16}$ см $<$ $r_0 \sim 10^{17}$ см – характерные размеры БТ в основной части ПТ. В частности, для резонансного дублета Mg II 2800, контролируемого ударами, в стандартных условиях ПТ, как известно (в ед. эрг/см² с Гц)

$$S_{\nu} \approx (2h\nu^3/c^2) \cdot n_j/n_i \sim 10^{-20} n_e, \quad (20)$$

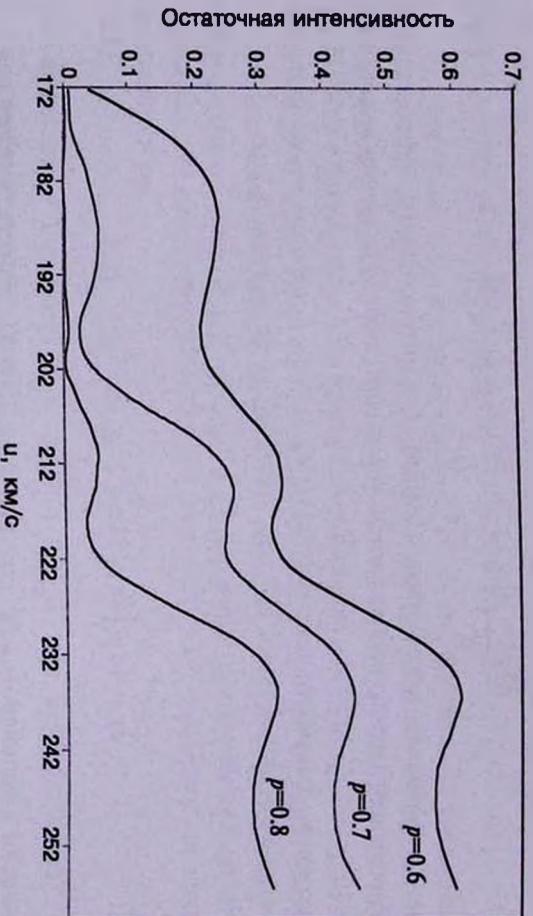
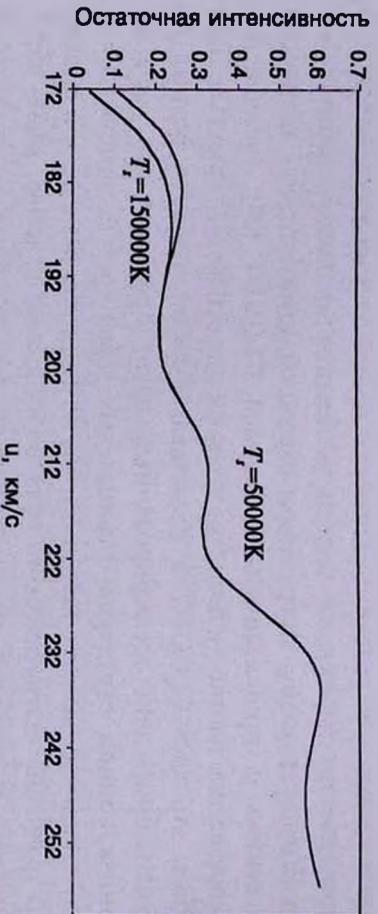
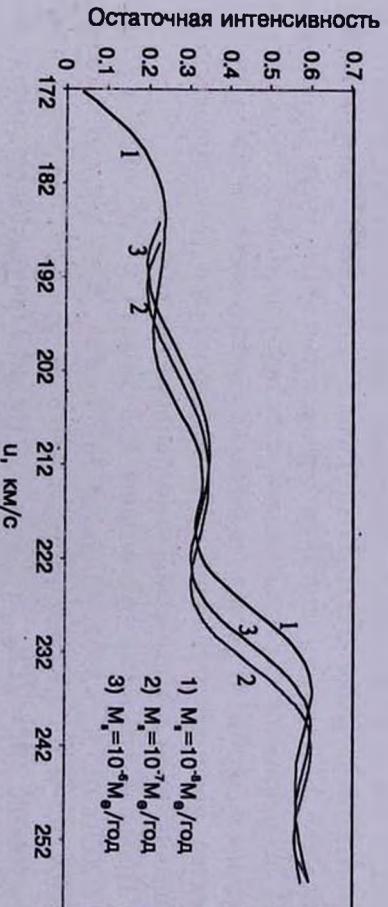
а

$$I_c = 4\pi j_{\nu} (4\pi r_0^3/4\pi r_0^2) \sim 5 \cdot 10^{-23} n_e^2. \quad [22]. \quad (21)$$

Таким образом, при $n_e > 2 \cdot 10^2$ см⁻³ $S_{\nu} < I_c$ (здесь I_c – интенсивность эмиссии в бальмеровском континууме у 2800 А), то есть эмиссия самого БТ действительно мала.

На рис. 1-3 показан ряд профилей сильнейшего компонента Mg II 2800, рассчитанных для различных моделей и при различных комбинациях определяющих параметров модели. Концентрации поглощающих ионов Mg II рассчитывались посредством известной компьютерной программы численных фотоионизационных моделей CLOUDY [24], где, однако, распределение плотности вещества задавалось на основе формулы (12). Дело в том, что хотя CLOUDY и представляет собой наиболее полный на сегодняшний день интегрированный пакет программ для расчетов ионизационной структуры газопылевых туманностей, возбуждаемых излучением центрального источника, она не самосогласованна в том смысле, что уравнения статистического равновесия атомов и ионов, равно как и теплового равновесия среды, решаются для заданных распределений плотности и скорости вещества. В связи с этим, следует подчеркнуть, однако, что существующие численные газодинамические модели [1] значительно уступают CLOUDY по полноте учитываемых элементарных процессов, по точности описания переноса излучения, учету пыли и т.д. Мы использовали так называемую стандартную модель планетарной туманности, оптимальную при теоретическом воспроизведении эмиссионного спектра некоторых хорошо изученных объектов [24], совместно с вышеописанной аналитической газодинамической моделью.

Профили на рис.1 рассчитаны для модели с $M_s = 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$, $v_s = 2000$ км/с, $v_{sh} = 170$ км/с, $S_0 = 5 \cdot 10^{-30}$ г·см⁻³·с⁻¹, $\alpha = 0.5$ и трех значений μ_m : 0.6, 0.7 и 0.8 (на всех рисунках $a = \alpha$ и $p = \mu_m$). Параметры ядра: $T_s = 50000$ К, $R_s = 0.1 R_{\odot}$, а $r_0 = 10^{17}$ см. На рис.2 приведены результаты для той же модели, но при фиксированном $\mu_m = 0.6$ и двух значениях температуры

Рис.1. Профили MgII 2796: $a=0.5$ Рис.2. Профили MgII 2796: $a=0.5$, $p=0.6$ Рис.3. Профили MgII 2796: $a=0.5$, $p=0.6$

ядра: 50000 и 150000К (значения светимостей равны 60 и 4600 L_{\odot} соответственно). Наконец, рис.3 иллюстрирует влияние темпа звездного ветра на форму профилей (при этом исходные значения скорости $u(r)$ на внутренней границе туманности в зависимости от значений $M_{\dot{}}$ слегка различаются, примерно на $5 + 10$ км/с).

4. *Заключение.* Итак, БТ в ПТ вполне в состоянии формировать широкие линии поглощения, которые, тем самым, могут служить индикаторами таких течений в туманностях определенных классов. Отметим, что, как следует из модельных расчетов, статические оптические толщины Mg II 2800 достигают значений порядка 1000, что, как хорошо известно, на $2 \div 3$ порядка меньше значений, также способных обусловить большие ширины линий (более 100 км/с или более одного ангстрема). Здесь следует подчеркнуть, что, хотя вышеизложенная процедура расчета профилей линий и относится к течениям с относительно специфическими свойствами, а именно, к изотермическим течениям с загружаемой массой и с положительным градиентом скорости, тем не менее, очевидно, что ее можно использовать также и для БТ, модели которых имеют совершенно иные динамические характеристики. С другой стороны, адекватная интерпретация наблюдаемых профилей, возможная в принципе, на практике будет затруднена (за немногими исключениями) отсутствием оптимальных моделей конкретных туманностей и, в первую очередь, туманностей с эмиссионными линиями в спектрах их ядер. Дело в том, что численные модели полей излучения расширяющихся атмосфер таких ядер [25], вполне удовлетворительно описывающие широкие эмиссионные линии OV и OVI, наблюдаемые в их спектрах, вместе с тем приводят к противоречиям при моделировании эмиссионных спектров самих туманностей. Укажем, в качестве примера ПТ, NGC 6369: чтобы адекватно воспроизвести наблюдаемые профили упомянутых линий OV, OVI, в работе [25] используется эффективная температура ядра, равная 150000 К, вместе с широкой депрессией сразу же за лаймановским пределом. Мы использовали именно эту модель атмосферы ядра в программе CLOUDY, однако, оптимального согласия с наблюдаемым спектром этой низковозбужденной туманности так и не удалось добиться, в частности, отношение интенсивностей линий 4686 HeII и H_{β} оказалось равным 1, при наблюдаемом 0.04. Отметим, кстати, что в низкодисперсионном УФ-спектре этой туманности также наблюдалась широкая линия поглощения MgI 2852 [26], но, в отличие от линии MgII 2800, теоретические профили первой из них значимой силы не достигают при любых разумных параметрах туманности и поля излучения ядра, как чернотельной ($T_{\text{эф}} \sim 50000$ К), так и модельной, из работы [25], так что вопрос об интерпретации этой линии остается открытым (самые последние наблюдения [3] указывают на наличие БТ также и в NGC 6369, а темп истечения звездного ветра ее ядра порядка $7 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$ [25]). Другой аспект проблемы, возникающей при использовании модельного поля излучения

ядра, заключается в том, что расчеты профилей высоковозбужденных резонансных линий (например, CIV 1550) усложняются необходимостью учета прямого звездного излучения, доминирующего, в отличие от MgII 2800, в процессах первичного возбуждения таких линий [27] в ПТ. Другими словами, в случае CIV 1550 следует решать многоуровневую задачу переноса излучения в ситуациях, когда вопрос о поле излучения звезды, определяющем первичную функцию источников, зачастую нуждается в специальном исследовании.

Как видим, линия MgII 2800 оказывается достаточно удобной для выявления БТ в ПТ: как отмечалось в разделе 1, характеристики Космического телескопа HST позволяют без труда проводить подобную диагностику, разумеется, в тех случаях, когда наблюдается широкая абсорбционная линия. Поскольку для этого не необходимы ни регистрация излучения самого ядра (линия поглощения формируется на фоне бальмеровского континуума, обусловленного туманностью), ни даже пространственное разрешение самой ПТ (абсорбция БТ будет спектрально разрешаться от эмиссии окружающей туманности), то можно будет исследовать достаточно слабые объекты. Тогда можно надеяться, что число ПТ с известными БТ резко возрастет (на сегодня известны всего 30 таких объектов), что, в свою очередь, будет способствовать выявлению истинной природы этих, все еще во многом загадочных образований.

Данная работа финансировалась Королевским обществом Великобритании. Автор с благодарностью отмечает гостеприимство сотрудников факультета физики и астрономии университета г. Лидса (Великобритания). Часть данной работы проделана в тесном сотрудничестве с Джоном Дайсоном и Робинсом Вильямсом. С.Тамура прислал данные новых наблюдений скоростей расширений ПТ до их публикации, а Л.Костерке предоставил модели атмосфер ядер. Всем названным лицам автор выражает искреннюю благодарность. Автор также благодарен рецензенту за полезные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория им В.А.Амбарцумяна, Армения

ON WIDE ABSORPTION LINES IN SPECTRA OF PLANETARY NEBULAE AS INDICATORS OF FAST OUTFLOWS

A.G.YEGHIKYAN

The opportunity of use wide (order and more than 100 km/s) absorption

lines of doublet MgII 2800, formed in the regions of planetary nebulae with fast collimated outflows, and probably revealed on a background of a short-wave side of Balmer's continuum of a spectrum, as indicators of such flows is discussed. With this purpose, on the base of existing analytical (dynamical) models of isothermal mass-loaded flows as well as numerical (photoionizational) models of planetary nebulae, theoretical profiles in Sobolev's approximation are calculated and their dependence on some parameters is shown. The advantage of the method is in the opportunity of revealing of fast outflows in a weak star-like planetary nebulae.

ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Mellema*, Stockholm Observatory Preprint, No. 64, 1996.
2. *B.Balick, M.Rugers, Y.Terzian, J.A.Chengalur*, *Astrophys. J.*, **411**, 778, 1993.
3. *A.Hajian, B.Balick, Y.Terzian, M.Perinotto*, *Astrophys. J.*, **487**, 304, 1997.
4. *L.F.Miranda, R.Vazques, J.M.Torres, C.Eiroa, J.A.Lopez*, *Mon.Notic.Roy. Astron. Soc.*, **288**, 777, 1997.
5. *J.P.Harrington, K.J.Borkowski, Z.Tsvetanov, R.E.S.Clegg*, in *Circumstellar Media in the Late Stages of Stellar Evolution*, Cambridge, (R.Clegg et al., eds.), 1993, p.300.
6. *G.A.Gurzadyan, A.G.Egikyan, Y.Terzian*, *Astrophys. Space Sci.*, **176**, 9, 1991.
7. *F.D.Kahn, D.Breitschwerdt*, *Mon.Notic.Roy. Astron. Soc.*, **242**, 209, 1989.
8. *D.Breitschwerdt, F.D.Kahn*, *Mon.Notic.Roy. Astron. Soc.*, **244**, 521, 1990.
9. *J.E.Dyson, T.W.Hartquist, M.Pettini, L.J.Smith*, *Mon.Notic.Roy. Astron. Soc.*, **241**, 625, 1989.
10. *T.W.Hartquist, J.E.Dyson*, *Astron. Astrophys.*, **319**, 589, 1997.
11. *T.W.Hartquist, J.E.Dyson, M.Pettini, L.J.Smith*, *Mon.Notic.Roy. Astron. Soc.*, **221**, 715, 1989.
12. *J.E.Dyson*, *Lecture Notes in Physics*, **431**, 93, 1994.
13. *J.E.Dyson, R.J.R.Williams, M.P.Redman*, *Mon.Notic.Roy. Astron. Soc.*, **277**, 700, 1995.
14. *R.J.R.Williams, T.W.Hartquist, J.E.Dyson*, *Astrophys. J.*, **446**, 759, 1995.
15. *A.G.Yeghikyan, J.E.Dyson*, 1998 (in preparation).
16. *I.Cherncheff, A.G.G.M.Tielens*, in *Circumstellar media in the Late Stages of Stellar Evolution* /R.Clegg et al (eds.), Cambridge, 1994, p.232
17. *H.E.Schwarz*, *ESO Conf. Proc. No.46* in *H.E.Schwarz* (ed.), *Mass Loss on the AGB and Beyond*, 1993, p.223
18. *H.E.Schwarz*, in *Circumstellar Media in the Late Stages of Stellar Evolution*, R.E.S.Clegg et al. (eds.), 1994, p.274

19. H.Olofsson, ESO Conf. Proc. No. 46 in H.E. Schwarz, (ed.), Mass Loss on the AGB and Beyond, p. 330, 1993.
20. P.J.Huggins, Mass Loss on the AGB and Beyond, in /H.E. Schwarz, (ed.) ESO Conf. Proc. No. 46, p. 365, 1993.
21. P.Kuan, L.V.Kuhi, Astrophys. J., 199, 148, 1975.
22. С.Потташ, Планетарные туманности, Мир, М., 1987.
23. S.Tamura, Private communication, 1998.
24. G.J.Ferland, 1996, Hazy, a Brief Introduction to Cloudy, Univ. of Kentucky.
25. L.Koesterke, W.-R.Hamann, in Planetary Nebulae, IAU Symp. 180, p.114 Kluwer Acad. Publ., 1998.
26. G.A.Gurzadyan, A.G.Egikyan, Y.Terzian, Astrophys. Space Sci., 175, 191, 1991.
27. E.Leibowitz, Mon.Notic.Roy. Astron.Soc., 157, 97, 1972.