

## ФІЗИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ Й ЕВОЛЮЦІЙНІ ОСОБЛИВОСТІ ПЛАНЕТАРНИХ ТУМАННОСТЕЙ

Ю. Ф. Мальков\*, А. В. Демчина, В. В. Головатий

Кафедра астрофізики Львівського національного університету імені Івана Франка,  
вул. Кирила і Мефодія 8, Львів, 79005, Україна

(Отримано 21 березня 2016 р.)

Розроблено методику визначення оптичних товщин планетарних туманностей (ПТ) на границях поглинання Лс-випромінювання атомами  $H^0$ ,  $He^0$  і  $He^+$ , а також температур їхніх ядер. Обчислено значення  $\tau_0(H^0)$ ,  $\tau_0(He^0)$ ,  $\tau_0(He^+)$  для 116 ПТ. Обговорено питання про зв'язок  $\tau_0(X^i)$  з іншими фізичними параметрами туманностей та їх ядер. Виявлено кількісні зміни значень  $\tau_0(X^i)$  в процесі еволюції оболонок туманностей. Показано, що на початковій стадії еволюції цих об'єктів  $\tau_0(H^0) \ll 1$ ,  $\tau_0(He^+) \gg 1$  і на кінцевому її етапі  $\tau_0(He^0) \geq 1$ ,  $\tau_0(He^+) \leq 1$ . Докладно обговорено питання про маси оболонок планетарних туманностей та їхні дисперсії. Установлено еволюційну залежність маси йонізованого газу оболонки туманності від її радіуса:  $M_i/M_\odot = 0.309 \cdot r^{0.858}$ . Показано, що причиною еволюційного збільшення маси туманності може бути згрібання її оболонкою речовини зоряного вітру зорі-попередниці.

**Ключові слова:** планетарні туманності, зоряний вітер, маса йонізованого газу.

PACS number(s): 98.38.Ly, 98.58.Li

### I. ОПТИЧНІ ТОВЩИНИ ТУМАННОСТЕЙ $\tau_{Lc}$ ЗА ЛАЙМАНІВСЬКОЮ МЕЖЕЮ

Питання про оптичні товщини планетарних туманностей (ПТ) за лайманівською межею ( $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ) астрофізики обговорюють уже протягом багатьох років. Найвні відомості про величини  $\tau_{Lc}$  конкретних туманностей залишаються, однак, ненадійними, а судження про них Ц часто суперечливими [1]. Можливим поясненням такої відмінності  $\tau_\nu$  є те, що вони належать до різних діапазонів Лс-спектра: до всього лайманівського континууму або до окремих його областей, які визначаються ефективністю поглинання Лс-випромінювання атомами H і He. Найвність домішки гелію в туманності призводить до складної залежності  $\tau_\nu$  від частоти, що вимагає знання відносного вмісту атомів  $X^i$  ( $X^i$  відноситься до  $H^0$ ,  $He^0$  або  $He^+$ ) у кожному конкретному об'єкті. Кількісні визначення  $\tau_\nu(X^i)$  великого числа туманностей з урахуванням зазначеного чинника досі докладно не обговорювали. Можна назвати лише працю [2], у якій наведені значення  $\tau_0(H^0)$  для низки об'єктів, однак вони знайдені свідомо в припущенні, що  $\tau_0(He^+) \gg 1$ . Варто також мати на увазі, що величина  $\tau$  може змінюватися в процесі еволюції (розширення) туманності. Зрозуміло, виявлення й вивчення еволюційних змін оптичних товщин ПТ становить великий інтерес для багатьох проблем фізики цих об'єктів.

Нижче пропонуємо методику визначення  $\tau_{Lc}(\nu)$ , і для 116 туманностей наводимо значення  $\tau_0(H^0)$ ,  $\tau_0(He^0)$  і  $\tau_0(He^+)$  на границях поглинання Лс-випромінювання атомами  $H^0$ ,  $He^0$  і  $He^+$  відповідно.

**Вихідні рівняння.** В основі методу лежить припущення про баланс квантів, випромінених ядром і

поглинутих у туманності атомами  $H^0$ ,  $He^0$  і  $He^+$ , з одного боку, і випромінених туманністю у відповідних бальмерівських лініях — з іншого. Він є аналогом методу Занстра [3], використовуваного зазвичай для визначення температур ядер  $T_*$ , але модифікований тут на випадок домішки гелію в туманності. Відповідні вирази доповнені рівняннями енергетичного балансу [4, 5], які практично нечутливі до  $\tau_{Lc}$  і можуть бути використані для визначення  $T_*$  конкретних зірок.

Область за  $\lambda < 912 \text{ \AA}$  ми розбили на три інтервали довжин хвиль:  $\lambda 912\text{--}504 \text{ \AA}$ ,  $\lambda 504\text{--}228 \text{ \AA}$  і  $\lambda < 228 \text{ \AA}$ , які відповідають зонам поглинання Лс-квантів атомами  $H^0$ ;  $He^0$ ,  $H^0$ ;  $He^+$ ,  $He^0$ ,  $H^0$ . Випромінювання ядра в цій області  $\lambda$  передбачалося чорнотільним і описувалося планківською температурою  $T_*$ .

Нехай  $N_*(\nu)$  — повне число зоряних квантів із частотою  $\nu$  за  $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ , а  $N_*(\nu) \cdot e^{-\sum \tau_\nu(X^i)}$  — відповідна кількість цих квантів, що вийшли з туманності. Тоді  $N_*(\nu) \cdot \frac{\tau_\nu(X^i)}{\sum \tau_\nu(X^i)} \cdot (1 - e^{-\sum \tau_\nu(X^i)})$  — число зоряних Лс-квантів з частотою  $\nu$ , поглинутих у туманності атомами  $X_i$ . Проінтегроване за всіма частотами, на яких поглинають атоми  $X_i$ , воно має дорівнювати повному числу бальмерівських квантів  $N_{Ba+Bas}$  (включаючи бальмерівський континуум), випромінених атомами  $X_i$  у відповідних лініях HI, HeI і HeII, тобто

$$\int_{\nu_0(X^i)}^{\infty} N_*(\nu) \cdot \frac{\tau_\nu(X^i)}{\sum \tau_\nu(X^i)} \cdot (1 - e^{-\sum \tau_\nu(X^i)}) d\nu = N_{Ba+Bas}. \quad (1)$$

Крім того, була прийнята до уваги роль дифузного йонізуючого випромінювання ( $N_{diff}$ ), що виникає при

\*Юрій Мальков зник безвісти на Кавказі під час походу на Ельбрус у серпні 1998 року. Саме йому належить ідея, викладена у статті. Андрій Демчина та Володимир Головатий розвинули її та здійснили відповідні розрахунки.

рекомбінаціях електронів на основні рівні  $H^+$ ,  $He^+$  і  $He^{++}$ , на другий рівень  $He^{++}$ , а також випромінювання в  $L\alpha$ -лініях  $HeI$  і  $HeII$  [6]. Враховувано те, що половина  $L\alpha$ -квантів лінії  $HeII$ , як відомо, індукує свічення лінії ОПШ [7]. Внеском  $L\alpha$ -випромінювання за  $\lambda < 228 \text{ \AA}$  в йонізацію  $H^0$  і  $He^0$  можна знехтувати [7].

Справді, як показали наші обчислення, у яких цей внесок ураховано, кінцеві значення  $\tau_0(H^0)$  і  $\tau_0(He^0)$  практично не змінилися.

У результаті рівняння балансу квантів для поглинаючих атомів  $H^0$ ,  $He^0$  і  $He^+$  в загальному вигляді запишемо так:

$$\begin{aligned} \int_{\nu_0(H^0)}^{\nu_0(He^0)} N_*(\nu) \cdot (1 - e^{-\tau_\nu(H^0)}) d\nu + \int_{\nu_0(He^0)}^{\nu_0(He^+)} \alpha \cdot N_*(\nu) \cdot (1 - e^{-\tau_\nu(H^0) - \tau_\nu(He^0)}) d\nu + N_{\text{dif}}(H^0) &= N_{\text{Ba+Vac}}(H^0) \\ \int_{\nu_0(He^0)}^{\nu_0(He^+)} c \cdot N_*(\nu) \cdot (1 - e^{-\tau_\nu(H^0) - \tau_\nu(He^0)}) d\nu + N_{\text{dif}}(He^0) &= N_{\text{Ba+Vac}}(He^0) \\ \int_{\nu_0(He^+)}^{\infty} N_*(\nu) \cdot (1 - e^{-\tau_\nu(H^+)}) d\nu + N_{\text{dif}}(He^+) &= N_{\text{Ba+Vac}}(He^+), \end{aligned} \quad (2)$$

де  $\alpha = \frac{\tau_\nu(H^0)}{\tau_\nu(H^0) + \tau_\nu(He^0)}$ ;  $c = \frac{\tau_\nu(He^0)}{\tau_\nu(H^0) + \tau_\nu(He^0)}$ .

Повна кількість  $L\alpha$ -квантів із частотою  $\nu$ , випромінених ядром за одиницю часу  $N_*(\nu) = 4\pi r_*^2 \cdot \frac{\pi B_\nu \nu(T_*)}{h\nu}$  фот/с · Гц, де  $r_*$  — радіус ядра. Повна кількість дифузних йонізуючих квантів дорівнює повній кількості всіх рекомбінацій у всьому об'ємі туманності, що приводять до їх утворення, тобто  $N_n(X^{i+1}) =$

$$N_e \cdot N(X^{i+1}) \cdot \alpha_n(X^{i+1}) \cdot V(X^{i+1}) \text{ фот/с.}$$

Частотну залежність рекомбінаційного випромінювання  $N_n(X^{i+1}, \nu)$  враховано відповідно до методики, викладеної у [8]. Оскільки оптична товщина туманності скінченна, то поглине й викличе йонізацію тільки частина рекомбінаційного випромінювання:

$$\begin{aligned} N_{\text{dif}}(H^0) &= \int_{\nu_0(H^0)}^{\nu_0(He^0)} [N_1(H^+, \nu) + N_2(He^{++}, \nu)] \cdot (1 - e^{-\tau_\nu(H^0)}) d\nu \\ &+ \int_{\nu_0(He^0)}^{\nu_0(He^+)} \alpha \cdot N_1(He^+, \nu) \cdot (1 - e^{-\tau_\nu(H^0) - \tau_\nu(He^0)}) d\nu + N_{L\alpha}(HeI) + \frac{1}{4} N_{L\alpha}(HeII); \\ N_{\text{dif}}(He^0) &= \int_{\nu_0(He^0)}^{\nu_0(He^+)} c \cdot N_1(He^+, \nu) \cdot (1 - e^{-\tau_\nu(H^0) - \tau_\nu(He^0)}) d\nu + \frac{1}{4} N_{L\alpha}(HeII); \\ N_{\text{dif}}(He^+) &= \int_{\nu_0(He^+)}^{\infty} N_1^*(He^{++}, \nu) \cdot (1 - e^{-\tau_\nu(H^+)}) d\nu. \end{aligned}$$

Повна кількість бальмерівських квантів (у лініях і континуумі), випромінених йоном  $X^i$  за одиницю часу

$$N_{\text{Ba+Vac}}(X^i) = 4\pi r^2 \cdot \frac{F(X(\lambda))}{h\nu X(\lambda)} \cdot \frac{\sum_2^\infty \alpha_2(X^{i+1})}{\alpha_{\text{ef}} X(\lambda)} \text{ фот/с,}$$

де  $\alpha_2$  відповідає сумі всіх рекомбінацій з другого рівня.

Під час розрахунків брали до уваги частотну залежність оптичної товщини  $\sum \tau_\nu(X^i)$ , просумованої за поглинаючими атомами  $H^0$ ,  $He^0$  і  $He^+$ . Подальші обчислення ми проводили для ліній  $H_\beta$ ,  $\lambda 4471 \text{ HeI}$  і  $\lambda 4686 \text{ HeII}$ . Значення необхідних для обчислень коефіцієнтів рекомбінації та інших атомних даних узяті з [1].

Рівняння енергетичного балансу в загальному ви-

гляді запишемо так:

$$E_{\text{nahr}}(T_*, \tau_\nu) = E_{\text{охол}}(n_e, T_e, \sum F(\nu)/H_\beta), \quad (3)$$

де вирази складників  $E$  наведені, наприклад, у [4, 5].

Це рівняння пов'язує температуру центральної зорі  $T_*$  (ЕВ) з електронною температурою  $T_e$ , концентрацією  $n_e$  і з сумарною інтенсивністю всіх заборонених ліній  $\sum F(\nu)/H_\beta$  в туманності, які повинні бути знайдені зі спостережень.

При виведенні системи вихідних рівнянь туманність представлялася сферичною оболонкою з внутрішнім радіусом  $r_0$ , зовнішнім  $r$ , середньою електронною температурою  $T_e$  і концентрацією  $n_e$ . Така туманність перебуває на відстані  $R$  від спостерігача і видна йому під кутом  $\theta$ .

Система рівнянь (2) і (3) складається з чотирьох

рівностей і містить п'ять невідомих —  $T_*$ ,  $W$ ,  $\tau_0(\text{H}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^+)$ . Є два шляхи обчислення значень одного з цих параметрів. По-перше, за спостережним відношенням інтенсивностей ліній  $\text{HeI}/\text{H}\beta$  і  $\text{HeII}/\text{H}\beta$  (або  $[\text{OII}]/\text{H}\beta$  і  $[\text{OIII}]/\text{H}\beta$ ) можна визначити коефіцієнт дилуції  $W$  [9]. По-друге, за спостережуваним відношенням  $\text{HeI}/\text{H}\beta$  і знайденою геометричною товщиною туманності  $\Delta r$  можна визначити величину  $\tau_0(\text{He}^0)$ . Враховуючи, що перший спосіб справедливий для туманностей невеликої оптичної товщини, ми пішли іншим шляхом, тобто значення  $\tau_0(\text{He}^+)$  обрахували зі співвідношення

$$\tau_0(\text{He}^+) = n(\text{He}^+) \cdot \sigma_0(\text{He}^+) \cdot \Delta r(\text{He}^+), \quad (4)$$

де  $n(\text{He}^+)$  — середня концентрація йонів  $\text{He}^+$  в зоні, де вони світяться;  $\sigma_0$  — коефіцієнт фотойонізації для йонів  $\text{He}^+$  на межі їх основної серії;  $\Delta r(\text{He}^+)$  — геометрична товщина зони туманності, у якій світяться йони  $\text{He}^+$ .

Необхідні для обчислень  $\tau_0(\text{He}^+)$  параметри ми визначали так. Величина  $n(\text{He}^+) = n(\text{H}^+) \cdot (1.84 + 2 \cdot 10^{-5}) \cdot \text{HeI}/\text{H}\beta$  [1], де передбачалося, що  $n_e = 1.16 \cdot n(\text{H}^+)$  (з моделей). Знаючи кутові розміри туманності  $\theta$  і відстань до неї  $R$ , можна знайти її зовнішній радіус  $r$ , а якщо відомий об'єм туманності  $V(\text{H}^+)$ , легко обчислити її внутрішній радіус:

$$r_0 = \sqrt[3]{r^3 - 2.77 \cdot 10^{-7} \frac{R^2 F(\text{H}\beta)}{n_e^2 \cdot \alpha_{\text{eff}}(\text{H}\beta)}} = \sqrt[3]{r^3 - \left\{ \begin{array}{l} 5.09e+6 \\ 9.10e+6 \\ 17.2e+6 \end{array} \right\} \frac{R^2 F(\text{H}\beta)}{n_e^2}}_{\text{шк.}}$$

Аналогічно визначаємо зовнішній радіус зони Стрегена для йонів  $\text{He}^+$  і, відповідно, величина

$$\Delta r(\text{He}^+) = \sqrt[3]{r^3 - \left\{ \begin{array}{l} 4.06e+6 \\ 9.07e+6 \\ 17.2e+6 \end{array} \right\} \frac{R^2 F(\text{H}\beta)}{n_e^2}} - r_0.$$

Зауважимо, що значення  $\Delta r$ , знайдені за йонами  $\text{H}^+$  і  $\text{He}^+$ , виявилися приблизно рівними між собою практично для всіх туманностей. У цих випадках можна було прийняти  $\Delta r(\text{He}^+) = \Delta r = r - r_0$ .

**Визначення температури ядер  $T_*$ .** Система рівнянь (2), (3), (4) містить п'ять виразів і в принципі може бути розв'язана щодо невідомих  $T_*$  (ЕВ),  $\tau_0(\text{H}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^+)$ . Однак для визначення  $T_*$  (ЕВ) з рівняння (3) необхідно мати надійні значення  $T_e$ ,  $N_e$  та  $\sum F(\lambda)/\text{H}\beta$  для великої кількості туманностей. На жаль, ці параметри (особливо  $\sum F(\lambda)/\text{H}\beta$ ) зі спостережень визначаються поки ще неточно, що сильно обмежує можливості застосування рівнянь (3) для масового обчислення надійних значень  $T_*$  (ЕВ) ядер планетарних туманностей. У зв'язку з цим видається розумним спочатку спробувати відшукати чіткі кореляції (залежності) між надійними значеннями  $T_*$  (ЕВ), знайденими для ядер добре вивчених туманностей, і іншими фізичними характеристиками цих об'єктів. Надалі така залежність може бути використана як одна з рівностей системи замість рівняння енергетичного балансу (3).

Для цього використано значення  $T_*$  (ЕВ) ядер 45 планетарних туманностей з роботи [5]. Після розв'язання системи рівнянь (2), (3), (4) для всіх об'єктів були знайдені значення  $W$ ,  $\tau_0(\text{H}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^0)$  і  $\tau_0(\text{He}^+)$ , унаслідок чого вдалося виявити кілька цікавих залежностей. Ми віддали перевагу залежності

$$\frac{N_{\text{Ba}+\text{Vas}}}{N_*} - \tau_0(\text{H}^0) \quad (5)$$

як найбільш чіткої (рис. 1), для якої середньоквадра-

тичне відхилення відповідних значень було мінімальним. Залежності вигляду (5) були знайдені також для занстровських температур ядер  $T_*(\text{HI})$  і  $T_*(\text{HeII})$  за даними з праць [1, 11] і для степеневого розподілу Іс-випромінювання по частотах за даними фотойонізаційних моделей свічення туманностей із праці [10]. Відповідні дані також зображені на рис 1. Як видно, узгодженість усіх даних дуже добра і вказує на те, що температура ядра (або характер безперервного спектра ядра за  $\lambda < 912 \text{ \AA}$ ) є основним параметром, що визначає оптичну товщину туманності за лайманівською межею і співвідношення між  $\tau_0(\text{H}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^0)$  і  $\tau_0(\text{He}^+)$ .

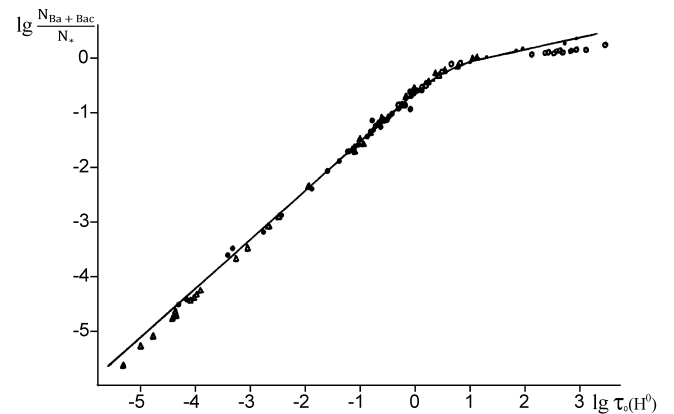


Рис. 1. Середня залежність між відношеннями  $N_{\text{Ba}+\text{Vas}}/N_*$  і значеннями  $\tau_0(\text{H}^0)$ .

Середня залежність між відношеннями  $N_{\text{Ba}+\text{Vas}}/N_*$  і значеннями  $\tau_0(\text{H}^0)$  на рис. 1 (суцільна лінія) є деяким згладжувальним чинником між температурами ядер, знайденими різними способами. Ми вважаємо, що значення  $T_*$ , які відповідають цій залежності, повинні ліпше характеризувати тем-

ператури ядер реальних туманностей, ніж  $T_*$  (ЕВ),  $T_*$ (HeII) або  $T_*$ (HI). Через це значення  $\tau_0(\text{H}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^0)$  і  $\tau_0(\text{He}^+)$ , знайдені при таких  $T_*$ , також повинні ліпше відображати характеристики реальних туманностей. Очевидно, така чітка залежність між  $N_{\text{Ba}+\text{Vac}}/N_*$  і  $\tau_0(\text{H}^0)$  може бути використана як незалежне рівняння, що зв'язує температуру ядра й оптичну товщину туманності. Під час подальших обчислень вона була представлена аналітичними виразами, які в межах точності описують розкид точок співвідношення між  $T_*$  і  $\tau_0(\text{H}^0)$  на всій шкалі  $\tau$ .

Систему рівнянь (2), (4) і (5) ми використали для обчислення  $\tau_0(\text{H}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^+)$ ,  $T_*$ . Ці рівняння є незалежними й дозволяють упевнено знаходити значення згаданих вище параметрів для всіх туманностей, для яких відомі такі вихідні дані:  $N_e$ ,  $T_e$ ,  $F(\text{H}\beta)$ ,  $I(\lambda 4471\text{HeI}/\text{H}\beta)$ ,  $I(\lambda 4686\text{HeII}/\text{H}\beta)$ ,  $\theta$  і  $R$ .

Попередні значення  $n_e$  отримано усередненням наявних даних із праць [5, 11–15]. За цими даними знайдена залежність  $N_e$  від радіуса туманності  $r$ . Вона виявилася досить чіткою й була апроксимована виразом  $\log n_e = -2.16 \cdot \log r + 1.00 \pm 0.31$ . Зауважимо, що для деяких туманностей дані різних авторів іноді сильно відрізнялися. Для тих ПТ, для яких значення  $n_e$  відсутні або різко відрізнялися, вони обчислювалися методом “перетину кривих” за відношеннями інтенсивностей заборонених ліній з каталогу [17].

Для більшості туманностей значення  $T_e$  були взяті з робіт [5, 11, 12, 14, 15] або також становлені методом “перетину кривих” за інтенсивностями заборонених ліній з [17]. Для туманностей, відсутніх у списках цих праць, було прийнято  $T_e = 12500$  К відповідно до рекомендацій Хромова [11]. Передбачалося, що ПТ є ізотермічними об'єктами з середньою електронною температурою  $T_e$ . Таке спрощення не повинно сильно позначатися на результатах, оскільки використовувані тут відношення інтенсивностей рекомбінаційних ліній слабо залежать від  $T_e$ .

Значення потоків  $F(\text{H}\beta)$  взяті з [5, 15, 16] і виправлялися за міжзоряне поглинання. Величини поглинання для більшості туманностей наведені в [17], а для окремих об'єктів — у [12, 16]. Відношення інтенсивностей ліній  $\lambda 4471\text{HeI}/\text{H}\beta$  і  $\lambda 4686\text{HeII}/\text{H}\beta$ , виправлені на міжзоряне поглинання, бралися або з каталогу Калера [17], або перераховувалися з відносних умістів йонів  $\text{He}^+/\text{H}^+$  і  $\text{He}^{++}/\text{H}^+$ , наведених у [5, 12].

Лінійні розміри всіх цих туманностей не перевищували 0.4 пк. Однак значний інтерес становить поширення досліджень на дуже старі туманності. З каталогу [16] вибрано 16 таких туманностей з радіусами 0.4–0.6 пк. Усі вони є об'єктами зі списку Ейбелла [13]. На жаль, інтенсивності ліній  $\text{HeI}/\text{H}\beta$  і  $\text{HeII}/\text{H}\beta$  для них не виміряні, мабуть, через дуже низьку поверхневу яскравість цих об'єктів. Для їх визначення були побудовані фотойонізаційні моделі свічення цих туманностей за сталої  $T_e = 12500$  К. Параметри моделей вибирали так. За обчисленими  $T_*$  і відомим  $r$  для 90 звичайних туманностей з  $r \leq 0, 4$  пк, методом най-

менших квадратів знаходили апроксимаційний вираз залежності  $T_*(r)$ . Аналогічно визначалася апроксимаційна залежність  $r_*(r)$ . За знайденими апроксимаціями і залежностями  $n_e(r)$ , визначали вихідні параметри  $T_*$ ,  $r_*$ ,  $N(H) \approx n_e$  для моделі з  $r = 0.45$  пк і при відносному вмісті  $\text{H} = 0.12$  розраховували цю модель. Відтак обчислені відносні інтенсивності ліній He використовували при розв'язанні системи рівнянь (2), (4), (5) для реальних туманностей з  $0.4 \leq r \leq 0.45$  пк. Отримані таким способом значення  $T_*$  і  $r_*$ , для цих туманностей поєднували з попередньою вибіркою звичайних об'єктів і знову знаходили зазначені вище залежності  $T_*(r)$  і  $r_*(r)$ . Відтак обчислювали вихідні параметри і розраховували модель з  $r = 0.5$  пк. Отримані з моделі відносні інтенсивності ліній He знову використовували для туманностей з  $0.4 \leq r \leq 0.5$  пк і т.д. У результаті були знайдені залежності відношень  $\lambda 4471\text{HeI}/\text{H}\beta$  і  $\lambda 4686\text{HeII}/\text{H}\beta$  від радіуса туманності. Вони, безумовно, є ідеалізованими, однак можуть бути використані як перше наближення за відсутності необхідних спектральних даних.

Кутові розміри туманностей і відстаней до них і, відповідно, їх радіуси для всіх об'єктів були взяті з [11, 16, 18]. У тих випадках, коли дані різних авторів для однієї й тієї ж туманності дуже відрізнялися, за остаточні приймалися ті з них, які ліпше відповідали залежності  $n_e(r)$ .

Систему рівнянь (2), (4), (5) для кожної туманності розв'язували чисельним методом. Знайдені в результаті величини  $\tau_0(\text{H}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^+)$  і  $T_*$ , також як і обчислені згодом значення  $r_0$  і  $r_*$ , наведені в табл. 1. Там також викладені прийняті нами значення  $r$ , які використовували для обчислення  $r_*$  і приймали як еволюційний параметр туманностей, що характеризує розширення їх оболонок із часом. Ці дані разом з іншими параметрами туманностей, які можуть бути легко визначені за ними, становлять досить велику емпіричну базу для виявлення й вивчення спостережуваних закономірностей в еволюції планетарних туманностей. Зауважимо, що Хромов [11] як еволюційний параметр вибрав не радіус туманності, а її поверхневу радіояскравість  $S_\nu$  на частоті 6.63 ГГц. Однак між  $S_\nu$  і  $r$  є чітка залежність.

На рис. 2 показані залежності  $\tau_0(X^i)$  від радіуса  $r$  (або від віку  $t$ ) туманності. При визначенні віку ПТ їх швидкість розширення передбачалася сталою і рівною 20 км/с. Залежності можна записати такими аналітичними виразами:

$$\log \tau_0(\text{H}^0) = 5.94 \cdot r - 2.30 \pm 0.46;$$

$$\log \tau_0(\text{He}^0) = 4.56 \cdot r - 2.71 \pm 0.40;$$

$$\log \tau_0(\text{He}^+) = \left\{ \begin{array}{l} 132.9 \cdot r^2 - 16.6 \cdot r \\ + 2.12 \pm 0.34 \text{ при } r \leq 0.34 \text{ пк,} \\ - 2.92 \cdot r + 1.25 \pm 0.34 \text{ при } r > 0.34 \text{ пк} \end{array} \right\}. \quad (6)$$

ФІЗИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ Й ЕВОЛЮЦІЙНІ ОСОБЛИВОСТІ ПЛАНЕТАРНИХ ТУМАННОСТЕЙ

Туманність	$r$ , пк	$r_0$ , пк	$T^*$ , К	$R^*$ , см	$\tau_0$ (H <sup>0</sup> )	$\tau_0$ (He <sup>0</sup> )	$\tau_0$ (He <sup>+</sup> )
NGC 40	0.0984	0.0863	49000	2.51+11	0.011	0.0015	4.4
NGC 650	0.234	0.231	67000	3.37+10	0.051	0.0056	0.64
NGC 1360	0.353	0.120	74000	1.58+10	0.11	0.00001	1.9
NGC 1501	0.139	0.132	48000	3.53+11	0.0099	0.0031	4.8
NGC 1514	0.194	0.180	54000	1.39+11	0.040	0.0073	4.3
NGC 1535	0.0749	0.0732	50000	2.37+11	0.032	0.0068	4.7
NGC 2022	0.107	0.103	60000	8.12+10	0.047	0.0035	2.6
NGC 2346	0.200	0.197	69000	1.69+10	0.095	0.019	0.92
NGC 2371	0.196	0.194	64000	1.35+11	0.0086	0.00001	0.36
NGC 2392	0.121	0.119	75000	3.87+10	0.18	0.0061	1.3
NGC 2440	0.0869	0.0743	182000	2.49+09	27	0.30	13
NGC 2452	0.117	0.105	95000	1.16+10	1.3	0.056	6.1
NGC 2792	0.0576	0.0407	45000	9.82+11	0.0022	0.0011	44
NGC 2867	0.0524	0.0205	65000	6.68+10	0.19	0.021	44
NGC 2899	0.327	0.322	100000	8.94+09	0.96	0.088	1.9
NGC 3132	0.149	0.142	60000	6.55+10	0.12	0.027	4.8
NGC 3211	0.0970	0.0876	103000	1.32+10	1.2	0.00001	6.0
NGC 3242	0.0776	0.0654	60000	9.74+10	0.11	0.017	15
NGC 3587	0.339	0.323	70000	1.95+10	0.22	0.021	1.1
NGC 3699	0.142	0.132	45000	3.25+11	0.0061	0.0041	6.0
NGC 3918	0.0316	0.0271	49000	5.18+11	0.0094	0.0024	28
NGC 5307	0.0725	0.0588	47000	4.58+11	0.011	0.0044	21
NGC 5315	0.0151	0.0121	40000	1.13+12	0.0048	0.0042	59
NGC 6058	0.258	0.240	70000	5.81+10	0.076	0.00001	1.7
NGC 6153	0.0558	0.0509	52000	2.06+11	0.032	0.0089	15
NGC 6210	0.0504	0.0440	36000	1.58+12	0.0039	0.0048	23
NGC 6302	0.0432	0.0375	175000	2.03+09	48	5.4	52
NGC 6309	0.0713	0.0686	51000	2.29+11	0.0096	0.0013	4.1
NGC 6445	0.113	0.0897	150000	1.96+09	7.6	0.43	12
NGC 6537	0.0233	0.0131	49000	7.09+11	0.0062	0.0014	98
NGC 6543	0.0339	0.0235	34000	2.21+12	0.0027	0.0034	37
NGC 6565	0.0764	0.0714	45000	4.64+11	0.016	0.0051	8.1
NGC 6567	0.0448	0.0334	43000	1.22+12	0.0048	0.0038	64
NGC 6572	0.0240	0.0162	40000	1.03+12	0.0087	0.0067	71
NGC 6644	0.0107	0.0060	49000	2.07+11	0.018	0.0055	53
NGC 6720	0.113	0.0884	112000	3.39+09	7.6	0.47	10
NGC 6741	0.0613	0.0608	133000	4.02+09	5.1	0.27	3.1
NGC 6751	0.143	0.129	55000	1.85+11	0.041	0.0083	10
NGC 6778	0.0848	0.0735	43000	5.00+11	0.011	0.0076	16

Таблиця 1. Розраховані значення зовнішніх і внутрішніх радіусів оболонок, оптичних товщин, температур і радіусів ядер планетарних туманностей.

Гуманність	$r$ , пк	$r_0$ , пк	$T^*$ , К	$R^*$ , см	$\tau_0$ (H <sup>0</sup> )	$\tau_0$ (He <sup>0</sup> )	$\tau_0$ (He <sup>+</sup> )
NGC 6781	0.153	0.140	53000	7.30+10	0.034	0.0076	2.6
NGC 6790	0.0262	0.0247	46000	5.13+11	0.0098	0.0049	20
NGC 6803	0.0421	0.0382	42000	1.01+12	0.0067	0.0044	24
NGC 6807	0.0267	0.0246	49000	4.10+11	0.011	0.0046	28
NGC 6818	0.0838	0.0806	110000	1.27+10	1.4	0.00001	4.5
NGC 6826	0.0675	0.0246	40000	7.12+11	0.0091	0.0055	38
NGC 6833	0.0485	0.0459	49000	3.97+11	0.013	0.0044	14
NGC 6853	0.349	0.328	108000	5.62+09	2.1	0.19	3.6
NGC 6879	0.0448	0.0148	43000	7.65+11	0.0047	0.0048	110
NGC 6881	0.0206	0.0196	50000	3.85+11	0,016	0.0049	23
NGC 6884	0.0516	0.0460	45000	8.85+11	0.0094	0.0042	27
NGC 6886	0.0455	0.0389	129000	7.46+09	8.3	0.39	34
NGC 6891	0.0682	0.0579	45000	6.36+11	0.0078	0.0034	18
NGC 6905	0.183	0.173	72000	6.38+10	0.048	0.00001	0.77
NGC 7008	0.151	0.148	45000	5.47+11	0.0019	0.00076	2.4
NGC 7009	0.0585	0.0563	43000	6.65+11	0.011	0.0051	9.2
NGC 7026	0.0731	0.0722	42000	1.31+12	0.0068	0.0041	7.5
NGC 7027	0.0222	0.0205	131000	1.04+10	7.3	0.16	33
NGC 7354	0.0465	0.0412	51000	2.90+11	0.016	0.0025	12
NGC 7662	0.0676	0.0652	57000	3.23+11	0.039	0.0038	12
IC 289	0.117	0.102	68000	5.73+10	0.037	0.00001	1.2
IC 351	0.0509	0.0460	52000	2.39+11	0 024	0.0039	11
IC 418	0.0239	0.0153	34000	2.29+12	0.0050	0.0051	59
IC 1747	0.0662	0.0647	42000	6.98+11	0.0034	0.0037	8.3
IC 2003	0.0361	0.0191	50000	4.50+11	0.010	0.0011	37
IC 2149	0.0422	0.0353	36000	1.66+12	0.0061	0.0052	27
IC 2165	0.0336	0.0268	54000	3.33+11	0.023	0.0018	26
IC 2448	0.0633	0.0166	60000	9.28+10	0.11	0.015	43
IC 3568	0.0916	0.0907	46000	2.65+11	0.024	0.0086	2.3
IC 4593	0.0698	0.0605	41000	9.51+11	0.0060	0.0043	19
IC 4634	0.0774	0.0344	46000	9.72+11	0.0097	0.0036	69
IC 4642	0.105	0.0913	44000	9.66+11	0.0014	0.00037	13
IC 4997	0.0106	0.0101	36000	2.16+12	0.0072	0.0088	65
IC 5117	0.0242	0.0114	44000	1.48+12	0.011	0.0063	215
IC 5217	0.0669	0.0662	44000	5.50+11	0.013	0.0065	4.7
A 2	0.225	0.212	67000	3.63+10	0.029	0.00001	0.61
A 7	0.537	0.472	77000	1.10+09	10	1.1	0.64*
A 16	0.410	0.331	80000	3.38+09	1.0	0.14	1.5*
A 22	0.424	0.386	79000	3.45+09	0.92	0.13	0.92*

*Продовження табл. 1.*

Туманність	г, пк	$r_0$ , пк	$T^*$ , К	$R^*$ , см	$\tau_0$ (H <sup>0</sup> )	$\tau_0$ (He <sup>0</sup> )	$\tau_0$ (He <sup>+</sup> )
A 25	0.436	0.404	77000	3.25+09	0.98	0.16	0.80*
A 28	0.604	0.568	65000	1.23+09	21	2.5	0.33*
A 29	0.407	0.241	87000	2.03+09	2.1	0.26	2.4*
A 30	0.462	0.423	87000	1.24+09	8.0	0.83	0.79*
A 31	0.495	0.450	83000	1.12+09	9.5	1.0	0.69*
A 32	0.487	0.481	77000	2.66+09	0.920	0.16	0.25*
A 33	0.398	0.369	68000	8.96+09	0.17	0.025	0.58
A 34	0.471	0.458	83000	1.75+09	2.2	0.32	0.40*
A36	0.418	0.369	81000	2.90+09	0.94	0.13	0.96*
A 39	0.413	0.380	79000	3.85+09	0.59	0.085	0.79*
A 43	0.310	0.264	69000	3.37+10	0.036	0.00001	1.0
A 61	0.414	0.400	68000	1.00+10	0.16	0.030	0.56*
A 66	0.427	0.419	68000	9.38+09	0.18	0.035	0.40*
A 74	0.524	0.441	75000	1.29+09	7.3	0.93	0.83*
A 77	0.0987	0.0477	43000	2.82+11	0.0099	0.0047	14
A 78	0.467	0.290	78000	1.29+09	14	1.5	1.8*
A 79	0.123	0.113	43000	4.69+11	0.0098	0.0047	6.3
A 81	0.272	0.198	93000	5.01+09	2.0	0.11	3.4
BD+30°3639	0.0073	0.0038	41000	1.03+12	0.0041	0.0031	130
CN 3-1	0.0366	0.0270	39000	1.24+12	0.0049	0.0038	36
HB 5	0.0582	0.0577	47000	1.07+12	0.0038	0.00055	5.3
HU 1-1	0.0618	0.0431	49000	2.24+11	0.026	0.0048	13
HU 1-2	0.0630	0.0522	49000	2.82+11	0.0052	0.00056	9.6
HU 2-1	0.0320	0.0198	45000	1.57+12	0.0076	0.0030	100
J 320	0.0636	0.0625	50000	2.13+11	0.020	0.0072	4.7
J 900	0.0560	0.0501	51000	2.74+11	0.016	0.0021	6.9
K 3-63	0.0662	0.0533	58000	6.52+10	0.021	0.00001	2.4
M 1-1	0.0887	0.0858	46000	8.10+11	0.0028	0.00081	8.4
M 1-4	0.0368	0.0342	46000	5.93+11	0.014	0.0041	15
M 1-7	0.0838	0.0804	43000	2.00+11	0.020	0.0057	2.0
M 1-59	0.0279	0.0257	45000	1.65+12	0.0021	0.00027	26
M 1-64	0.128	0.105	52000	1.39+11	0.047	0.0075	6.3
M 1-80	0.0679	0.0657	48000	2.99+11	0.0079	0.0027	5.1
M 2-51	0.153	0.129	45000	1.94+11	0.013	0.0045	3.7
ME 1-1	0.0640	0.0618	39000	5.82+11	0.0067	0.0071	7.3
ME 2-1	0.0659	0.0616	60000	1.34+11	0.029	0.00001	2.3
VY 1-2	0.0524	0.0509	48000	3.74+11	0.0095	0.0017	4.2
VY 1-2	0.0825	0.0749	43000	3.34+11	0.017	0.0077	7.7

*Продовження табл. 1.*

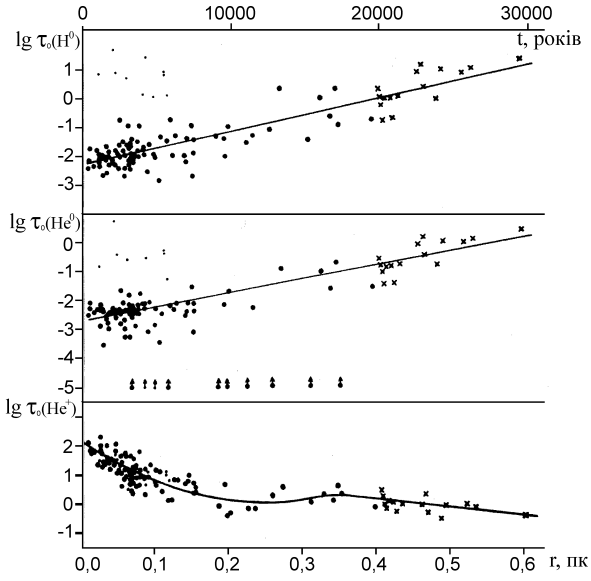


Рис. 2. Залежності  $\tau_0(X^i)$  від радіуса  $r$  (або від віку  $t$ ) туманності.

Подання залежності  $\tau_0(\text{He}^+)$  від  $r$  двома виразами описує можливу особливість на ній при  $r = 0.30 \div 0.35$  пк.

З теоретичних уявлень можна очікувати, що за дуже малих радіусів туманності ( $r < 0.001$  пк) оптичні товщини  $\tau_0(\text{H}^0)$  і  $\tau_0(\text{He}^0)$  повинні бути значними через високу густину речовини в ній ( $\geq 10^8 \text{ см}^{-3}$ ). На жаль, емпірична перевірка цього твердження поки що неможлива, оскільки мінімальний радіус туманності з нашого списку становить 0.0073 пк (BD +30°3639). При розв'язуванні системи рівнянь (2), (4), (5) для деяких туманностей значення  $\tau_0(\text{H}^0)$  виходили надзвичайно низькими ( $\leq 10^{-5}$ ). На рис. 2 вони умовно позначені точками зі стрілками вгору. Для всіх цих туманностей величина  $I(\lambda 4471\text{HeI}/\text{H}\beta) = 0,01 \div 0,025$ , тоді як для інших об'єктів вона  $\geq 0.03$ . Оскільки ніяких інших особливостей ці "прозорі" туманності не виявляють, то дуже малі значення  $\tau_0(\text{H}^0)$  простіше пояснити недооцінкою інтенсивностей ліній  $\lambda 4471 \text{HeI}$ , ніж будь-якими реальними відмінностями фізичних умов у них. Якби такі відмінності існували, вони обов'язково виявилися б і на інших залежностях. Очевидно, що дослідження цих туманностей представляє окремий інтерес.

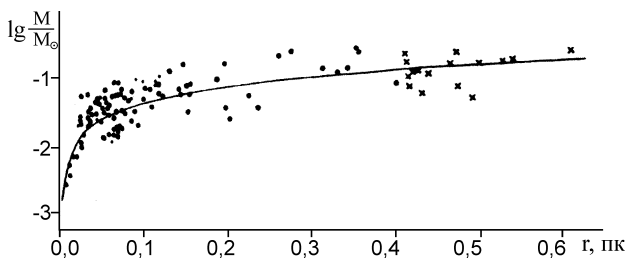


Рис. 3. Залежність  $M_i$  від радіуса туманності  $r$ .

Теоретичні розрахунки та емпіричні факти свідчать про те, що в планетарних туманностях розміри зон свічення водню і гелію збігаються. Це підтверджу-

ється також існуванням чіткої кореляції між  $\tau_0(\text{H}^0)$  і  $\tau_0(\text{He}^0)$  (рис. 3):

$$\log \tau_0(\text{H}^0) = -0.774 \cdot \log \tau_0(\text{He}^0) / -0.91 \pm 0.27. \quad (7)$$

Сильне відхилення від цієї залежності туманностей з  $\tau_0(\text{H}^0) \leq 10^{-5}$  ще раз указує на те, що інтенсивності ліній  $\lambda 4471 \text{HeI}$  у них занижені.

Аналіз даних  $\tau_0(X^i)$  в табл. 1 і на рис. 2 показує, що умова  $\tau_0(\text{H}^0) \ll 1$ , необхідна для пояснення відмінності занстрівських температур  $T_*(\text{HI})$  і  $T_*(\text{HeII})$ , виконується не для всіх туманностей (або не завжди). Зокрема, вона характерна лише для туманностей, що перебувають у початковій стадії їх еволюції ( $r \leq 0.1$  пк). У процесі еволюції співвідношення між ними змінюється і на кінцевому її етапі ( $r > 0.4$  пк)  $\tau_0(\text{H}^0) \geq 1$ , а  $\tau_0(\text{He}^+) \leq 1$ . Отже, їх несхожість не може бути єдиною причиною відмінності  $T_*(\text{HI})$  і  $T_*(\text{HeII})$ . Іншим можливим поясненням цього може бути те, що випромінювання ядер планетарних туманностей за  $\lambda 912 \text{ \AA}$  не відповідає чорнотільному.

## II. ЗОРЯНИЙ ВІТЕР ЗОРІ-ПОПЕРЕДНИЦІ ТА ЕВОЛЮЦІЙНЕ ЗРОСТАННЯ МАСИ ТУМАННОСТІ

Питання про маси йонізованого газу оболонки ПТ і про дисперсію їх значень астрофізики обговорюють уже багато років [19–21]. Установлено, що дисперсія  $M_i$  є реальною й може бути значною. У праці [22], наприклад, обговорено емпіричну залежність  $M_i$  від радіуса туманності  $r$ , побудовану за даними для 42 об'єктів. Цю залежність можна описати таким аналітичним виразом:  $M_i/M_\odot = 1.225 \cdot r^{-0.0123}$ , справедливим, на думку авторів, для  $0.4 \geq r \geq 0.1$  пк. Збільшення маси туманності зі зростанням  $r$  зазвичай пояснюють збільшенням зони йонізованого газу в оптично товстій для  $\text{Lc}$ -випромінювання туманності під час її розширення. Однак питання про оптичні товщини планетарних туманностей  $\tau_{\text{Lc}}$  не достатньо вивчені (див. п. I). Існують вказівки, що  $\tau_0(\text{H}^0) < 1$ , а  $\tau_0(\text{He}^+) \gg 1$ , однак узгодження  $\text{Lc}$ -, УФ- і оптичних континуумів ядер [23] свідчить на користь того, що  $\tau_{\text{Lc}} \gg 1$ .

У попередньому пункті (п. I) були визначені  $\tau_{\text{Lc}}(X)$  для 116 планетарних туманностей. Вони послужили основою для перегляду питання про маси оболонки туманностей з урахуванням реальних оптичних товщин індивідуальних об'єктів.

**Маси планетарних туманностей.** Використовуючи вихідні дані й параметри, знайдені при розв'язуванні системи вихідних рівнянь (п. I), можна для кожної туманності знайти масу йонізованого водню

$$M(\text{H}^+)/M_\odot = 0.092 \cdot n_e \cdot (r^3 - r_0^3), \quad (8)$$

масу нейтрального водню

$$M(\text{H}^0)/M_\odot = 0.0053 \frac{\tau_0(\text{H}^0)}{r - r_0} (r^3 - r_0^3) \quad (9)$$



виражену через оптичну товщину туманності  $\tau_0(\text{H}^0)$  і повну масу туманності

$$M_i/M_\odot = \left(1 + 4 \frac{He}{H}\right) \cdot (M(\text{H}^+) + M(\text{H}^0)) = 0.136 \cdot (r^3 - r_0^3) \cdot \left(n_e + 0.058 \frac{\tau_0(\text{H}^0)}{r - r_0}\right), \quad (10)$$

де прийняте середнє відношення  $H/H = 0.12$  за кількістю атомів.

Знайдені значення мас показують досить чітку залежність  $M_i$  від радіуса туманності  $r$  (рис. 3), яка добре представляється таким аналітичним виразом:

$$M/M_\odot = 0.86 \cdot \log r - 0.51 \pm 0.25, \quad (11)$$

справедливим для всього діапазону  $r$ . Протягом еволюції туманності зростання її маси становить кілька порядків і, очевидно, є реальним.

Перш ніж обговорювати природу такого збільшення маси з часом, коротко розглянемо коефіцієнт заповнення  $\epsilon = \frac{V(r_0)}{V(r)} = \frac{\frac{4}{3}\pi(r^3 - r_0^3)}{\frac{4}{3}\pi r^3} = 1 - \left(\frac{r_0}{r}\right)^3$ , який є однією з характеристик туманності, що бралася до уваги при обчисленні  $M$  індивідуальних об'єктів. Необхідні для обчислення  $\epsilon$  значення  $r_0$  і  $r$  наведені в табл. 1. Середнє значення  $\epsilon$  виявилось рівним 0.34 і близьким до величини  $\epsilon \approx 0.4$ , яку отримав Хромов незалежним шляхом із розгляду морфологічної структури туманностей.

**Еволюційне збільшення маси туманності.** Наявність чіткої залежності маси  $M_i$  від радіуса туманності  $r$  на рис. 4 не може бути випадковою, а відображає дію певного механізму, що приводить до збільшення  $M_i$  впродовж еволюції туманності. Яка природа еволюційного росту маси туманності?

Велика оптична товщина туманностей і пов'язане з її зменшенням зростання маси йонізованого газу в них під час їх розширення тут не може бути причиною еволюційного зростання  $M_i$ . Насамперед тому, що величина  $\tau_0(\text{H}^0)$  для більшості планетарних туманностей порівняно невелика. Проте зазначимо, що  $\tau_0(\text{H}^0)$  і  $\tau_0(\text{He}^0)$  зростають зі збільшенням  $r$ , а  $\tau_0(\text{He}^+)$  зменшується. Але збільшення  $\tau_0(\text{H}^0)$  зумовлене швидше еволюційним зменшенням йонізації газу в туманності.

Очевидно, інтерпретувати залежність  $M_i$  від  $r$  на рис. 3 можна єдиним способом: туманність в процесі свого розширення згрібає речовину навколорядного середовища або, точніше, речовину зоряного вітру зорі-попередниці ПТ. Нижче пропонуємо просту теорію цього процесу, що базується на таких емпіричних фактах. У найбільш імовірних зір-попередниць — Мірид і 0H/IR-джерел — спостерігається інтенсивна втрата маси. Швидкість витікання речовини  $v_*$  і темп втрати маси  $\dot{M}$  досить чітко корелюють між собою (рис. 5, побудований за даними з [1, 20]). Швидкості витікання речовини для цих об'єктів не перевищують середньої швидкості розширення оболонки туманності, рівної  $\approx 20$  км/с (див. в [11]) і практично не залежить від віку туманності. Отже, туманність під час свого розширення повинна наздоганяти повільніший

зоряний вітер своєї зорі-попередниці і згрібати його, збільшуючи тим самим свою масу. Приплив речовини зоряного вітру з ядра вже сформованої туманності в оболонку несуттєвий (не перевищує  $10^{-4} M_\odot$  за весь час існування туманності).

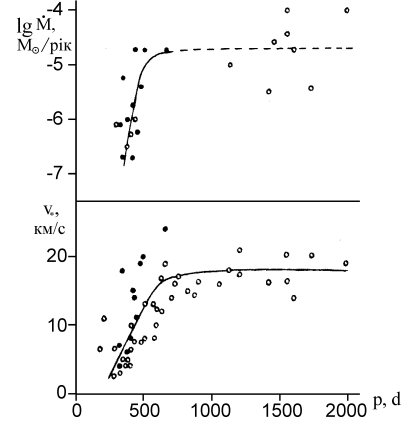


Рис. 4. Залежність швидкості витікання речовини  $v_*$  і темпу втрати маси  $\dot{M}$  із часом.

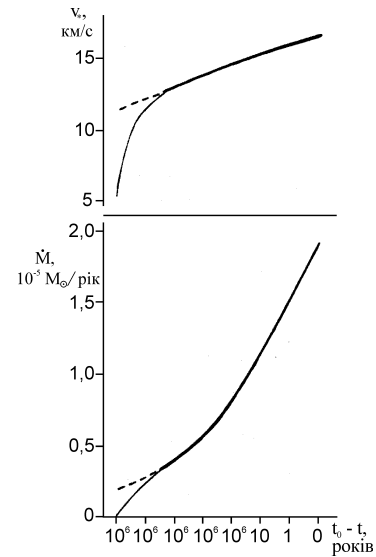


Рис. 5. Залежності  $v_*$  і  $\dot{M}$  від періоду пульсації  $P$ .

Для кількісного опису цього процесу прийнято такі вихідні дані:

1) середня залежність маси оболонки планетарної туманності від її радіуса  $M_i/M_\odot = 0.309 \cdot r^{0.861} = a \cdot r^b$ ;

2) середня залежність швидкості витікання речовини від темпу втрати маси для Мірид і 0H/IR-джерел  $v_* = 5.35 \cdot \lg \dot{M} + 41.9$  км/с  $= 2.37 \cdot 10^{-6} \cdot \lg \dot{M} + 4.27 \cdot 10^{-6}$  пк/рік  $= A \cdot \lg \dot{M} + B$ ;

3) середня швидкість розширення оболонки туманності стала і дорівнює  $v_* = 20$  км/с  $= 2.05 \cdot 10^{-5}$  пк/рік. Користуючись цими даними, можна відновити залежність від часу  $v_*$  і  $\dot{M}$  для зорі-попередниці. Нехай

$$\dot{M} = f(t)M_\odot/\text{рік}, \quad (12)$$

тоді

$$v_* = A \ln f(t) + B. \quad (13)$$

Припускаючи витікання речовини сферично-симетричним, розгляньмо точку, що перебуває на відстані  $l$  від центру зорі. Швидкість вітру в цій точці і щільність його речовини залежатимуть від часу. Знайдемо момент часу  $t_*$ , у який відірвалася від зірки частинка, що перебуває в момент часу  $t$  в цій точці (тобто на відстані  $l$  від зірки):

$$t_*(l, t) = t - \frac{l - r_*}{A \ln f[t_*(l, t)] + B}, \quad (14)$$

де  $r_*$  — радіус, з якого витікає речовина (радіус зорі), вираз (14) задає значення  $t_*(l, t)$  неявно.

Знаючи  $t_*(l, t)$ , можна знайти густину речовини вітру в розглянутій точці на відстані  $l$  від зорі в момент часу  $t$ :

$$\rho(l, t) = \frac{\dot{M}(t_*(l, t))}{4\pi l^2 \cdot v_*[t_*(l, t)]} = \frac{f[t_*(l, t)]}{4\pi l^2 \cdot (A \ln f[t_*(l, t)] + B)}. \quad (15)$$

Цей вираз справедливий тільки в тій області навколозоряної каверни, заповненої вітром, який вільно розлітається. За даними Лозинської [24], зовнішній радіус такої каверни для типового червоного гіганта  $r_{\text{out}} \approx 10$  пк, радіус “вільної” області  $r \approx 0,8 \cdot r_{\text{out}} \approx 8$  пк. Водночас радіус гранично старих планетарних туманностей  $r_{\text{max}} \approx 0,6$  пк, тобто умова  $r_{\text{max}} \ll r$  виконується з великим запасом і вираз (16) є добрим наближенням до дійсності.

Нехай тепер у момент часу  $t_0$  від зірки відривається оболонка масою  $M_0$ , що рухається зі швидкістю  $v$ , причому  $v > v_*$ . Ця умова виконується згідно з вихідними даними. Рухаючись у середовищі з розподілом густини (15), оболонка згрібає речовину. Зростання її маси залежно від зовнішнього радіуса описується виразом

$$M(r) = M_0 + \int_{r_*}^r \left( 4\pi l^2 \cdot \rho \left( l, t_0 + \frac{l - r_*}{v} \right) \right) dl \quad (16)$$

Припустимо, що  $t_0 = 0$ , тобто початок відліку часу сумісний з моментом відокремлення оболонки (аргумент функції  $f(t)$  буде негативним). Тоді  $\rho(l, t_0 + \frac{l - r_*}{v}) = \rho(l, \frac{l - r_*}{v})$  і у виразах (15), (16) замість  $t$  стоятиме величина  $\frac{l - r_*}{v}$ . Отже,

$$\begin{aligned} t_*(l, t) &= t_* \left( l, \frac{l - r_*}{v} \right) \\ &= \frac{l - r_*}{v} - \frac{l - r_*}{A \ln f[t_*(L, \frac{l - r_*}{v})] + B} = t_*(l), \end{aligned} \quad (17)$$

тобто  $t_*$  є функцією одного аргументу і неявно задається рівнянням

$$t_*(l, t) = (l - r_*) \cdot \left( \frac{1}{v} - \frac{l}{A \ln f[t_*(l, t)] + B} \right). \quad (18)$$

У результаті рівняння (16) залишемо так:

$$\begin{aligned} M(r) &= M_0 + \int_{r_*}^r (4\pi l^2 \cdot \rho(l)) dl \\ &= M_0 + \int_{r_*}^r \frac{f(t_*(l))}{A \ln f[t_*(l, t)] + B} dl. \end{aligned} \quad (19)$$

Позначмо  $f[t_*(l)] = \varphi(l)$  і використаємо рівняння (11), яке ми виразили у формі  $M = a \cdot r^b$ . Тоді

$$M_0 + \int_{r_*}^r \frac{\varphi(t_*(l))}{A \ln \varphi[t_*(l, t)] + B} dl = a \cdot r^b. \quad (20)$$

Цей вираз становить собою інтегральне рівняння для функції  $\varphi(l)$ . З нього знаходимо (при  $r = r_*$ ):

$$M_0 = a_* \cdot r_*^b. \quad (21)$$

Потім, диференціюючи:

$$\frac{\varphi(l)}{A \ln \varphi(l) + B} = a_* \cdot b \cdot l^{b-1}. \quad (22)$$

Рівняння (22) задає  $\varphi(L)$  неявно. Разом з (19) воно параметрично визначає шукану функцію  $f(t)$ :

$$\begin{aligned} f(l) &= \varphi(l) \\ t(l) &= (l - r_*) \cdot \left( \frac{1}{V} - \frac{1}{A \ln \varphi(l) + B} \right). \end{aligned} \quad (23)$$

Беручи до уваги вихідні дані можна отримати залежності  $\dot{M}$  і  $v_*(t)$  з часом (з рівняння (23)), які зображені на рис.3. Пунктирні ділянки на цих рисунках відповідають формально визначеним значенням цих параметрів із рівняння (22), (23). Суцільні лінії — очікуваному із загальних міркувань ходу функції. Річ у тому, що за залежністю (8) можна відновити хід  $M$  лише протягом останніх 30000 років перед скиданням первісної оболонки (30000 років — вік гранично старих туманностей). У більш ранній час значення  $\dot{M}$  і  $v_*$  повинні бути значно меншими. Однак визначити їх зі спостережень планетарних туманностей поки що неможливо. Загальна маса, втрачена зорею-попередницею на стадії червоного гіганта (надгіганта), досягає  $1,5 \div 2M_{\odot}$ , але лише мала частина цієї маси буде згреблена планетарною туманністю за час її спостережуваної еволюції.

На закінчення розгляньмо такий цікавий факт. На рис. 5 зображені залежності  $v_*$  і  $\dot{M}$  від періоду пульсації, вимірюваного з оптичних або інфра-червоних спостережень, зір-попередниць планетарних туманностей. Обидві залежності мають чітко виражений “качок” при значеннях  $P = 600 \div 700^d$ . Цим значенням  $P$  відповідає значення  $v_* \approx 17$  км/с,  $\dot{M} \approx 2 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{рік}$ . Однак точно такі ж значення  $v_*$  і  $\dot{M}$  відповідають моменту відділення первісної оболонки в запропонованій вище схемі. Отже, злам на залежностях  $v_*(P)$  і  $\dot{M}(P)$  на рис. 5 отримує природне пояснення. При  $P = 600 \div 700^d$  відбувається відокремлення первісної оболонки невеликої маси. Згрібаючи масу зоряного вітру, через деякий час вона буде спостерігатися як молода планетарна туманність; подальше зростання  $v_*$  і  $\dot{M}$  при цьому припиняється. Маса первісної оболонки  $M_0$ , обумовлена виразом (22), дорівнює  $\approx 4 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$  при  $r_* \approx 10^{14}$  см.

- 
- [1] С. Потташ, *Планетарные туманности* (Мир, Москва, 1987).
- [2] E. R. Capriotti, W. S. Kovach, *Astrophys. J.* **151**, 991 (1968).
- [3] H. Z. Zanstra, *Z. Astrophys.* **2**, 1 (1931).
- [4] В. И. Проник, канд. дис. (Гос. астроном. ин-т им. П. К. Штернберга МГУ, Москва, 1960).
- [5] A. Preitte-Martinez, S. Pottach, *Astron. Astrophys.* **126**, 31 (1983).
- [6] В. В. Головатый, *Письма Астрон. журн.* **13**, 589 (1987).
- [7] L. Liller, L. Aller, *Astrophys. J.* **301**, 825 (1986).
- [8] В. В. Соколов, *Курс теоретической астрофизики* (Наука, Москва, 1985).
- [9] В. В. Головатый, О. С. Яцык, *Циркуляр астрон. обс. Львов. ун-та* **54**, 3 (1979).
- [10] G. Stasińska, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **55**, 15 (1984).
- [11] Г. С. Хромов, *Планетарные туманности* (Наука, Москва, 1986).
- [12] R. M. Shaw, J. B. Kaler, *Astrophys. J.* **295**, 537 (1985).
- [13] G. C. Abell, *Astrophys. J.* **144**, 259 (1966).
- [14] J. B. Kaler, *Astrophys. J.* **160**, 887 (1970).
- [15] К. Ленг, *Астрофизические формулы* (Мир, Москва, 1978).
- [16] J. H. Cahn, J. B. Kaler, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **22**, 319 (1971).
- [17] J. B. Kaler, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **31**, 517 (1976).
- [18] W. J. Maciel, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **55**, 253 (1984).
- [19] Л. Аллер, У. Лиллер, *Планетарные туманности* (Мир, Москва, 1971).
- [20] Sun Kwok, *The Origin and Evolution of Planetary Nebulae* (Cambridge University Press, Cambridge–New York, 2000).
- [21] S. Pottasch, *Astron. Astrophys.* **89**, 336 (1980).
- [22] В. В. Головатый, В. И. Проник, *Астрофизика* **32**, 99 (1990).
- [23] Y. F. Malkov, V. V. Golovatyj, O. V. Rokach, *Astrophys. Space Sci.* **232**, 99 (1995).
- [24] Т. А. Лозинская, *Сверхновые звезды и звездный ветер* (Наука, Москва, 1986).

PHYSICAL CHARACTERISTICS AND EVOLUTIONARY FEATURES OF PLANETARY NEBULAE

Yu. F. Malkov, A. V. Demchyna, V. V. Holowatyj  
*Astrophysics Department, Ivan Franko National University of Lviv,*  
*8, Kyryla i Mefodija St., Lviv, UA-79005, Ukraine*  
*e-Mail: vholowatyj@gmail.com*

A method for determination planetary nebulae optical thickness, central stars temperatures and radiation dilution is elaborated. The values of  $\tau_0(\text{H}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^0)$ ,  $\tau_0(\text{He}^+)$ ,  $T_*$ , and  $W$  are determined for 116 planetary nebulae. The problem of the connection of  $\tau_0(X^i)$  with other physical parameters of nebulae and its central stars is discussed. Quantitative changes of  $\tau_0(X^i)$  at the evolution of nebulae are revealed. It is shown that at the initial stage of evolution of these objects  $\tau_0(\text{H}^0) \ll 1$ ,  $\tau_0(\text{He}^+) \gg 1$  and at the final stage  $\tau_0(\text{H}^0) \geq 1$ ,  $\tau_0(\text{He}^+) \leq 1$ . The problem of the planetary nebulae envelope masses is discussed in detail. Evolutionary dependences of the nebulae mass on its radius is revealed:  $M_i/M_\odot = 0.309 \cdot r^{0.858}$ . It is shown that the evolutionary increasing of the nebulae mass can be caused by the raking of the nebular envelope of the star-predecessor wind matter. A quantitative study of this process is done and the movement of nebulae envelopes and its interaction with star wind of star-processor is studied. The question of forming of the planetary nebulae is touched upon. The stellar wind features of the star-predecessor and the evolutionary increasing of the nebula mass are discussed in detail. In the following works we plan to continue the investigation of the physical parameters of the planetary nebula as well as the correlation between them during the evolution of the planetary nebula envelope.