



## ФІЗИЧНІ ТА ЕВОЛЮЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБОЛОНОК СИМБІОТИЧНИХ НОВИХ V1016 Cyg ТА HM Sge

В. В. Головатий<sup>1</sup>, Б. Я. Мелех<sup>1</sup> , О. С. Бугаєнко<sup>1</sup> , М. Ю. Скульський<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Кафедра астрофізики Львівського національного університету імені Івана Франка,  
вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005, Україна,

<sup>2</sup>Кафедра фізики Національного університету "Львівська політехніка",  
вул. Степана Бандери 12, Львів, 79013, Україна

(Отримано 25 квітня 2019 р.; в остаточному вигляді — 27 листопада 2019 р.; прийнято до друку — 10 грудня 2019 р.;  
опубліковано онлайн — 03 березня 2020 р.)

Визначено електронну концентрацію, температуру, йонні концентрації, хімічний склад, оптичні товщини газу на границях поглинання атомами та йонами  $H^0$ ,  $He^0$  і  $He^+$  у небулярних оболонках симбіотичних нових V1016 Cyg та HM Sge. Отримано температуру центральних зір та їхні радіуси, інші фізичні та еволюційні характеристики цих об'єктів. Розраховано фотойонізаційні та оптимальні фотойонізаційні моделі світіння оболонок V1016 Cyg і HM Sge. У результаті уточнено їхній хімічний уміст та фізичні параметри. Виявлено подібність радіального розподілу густини речовини до розподілу цієї ж величини за потенціалами йонізації. Характер радіального розподілу густини в цих об'єктах при цьому виявився схожим на аналогічний розподіл в деяких планетарних туманностях.

**Ключові слова:** симбіотичні зорі, планетарні туманності, діагностика небулярних спектрів, фотойонізаційне моделювання.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.24.1903>

### I. ВСТУП

Емісійний лінійчастий спектр оболонок симбіотичних нових V1016 Cyg і HM Sge нагадує спектри планетарних туманностей (ПТ) високого збудження. Наявність емісійних ліній у спектрі цих об'єктів свідчить про існування навколо них розрідженого небулярного газу, світіння якого виникає внаслідок його опромінення жорстким УФ-випромінюванням гарячих центральних зір. Більшість дослідників (див. напр. [1–5]) приймають як моделі таких об'єктів симбіотичну систему "білий карлик + червоний гігант" з інтенсивною втратою маси холодною компонентою й акрецією речовини на гарячу зорю. У такій системі головним йонізаційним джерелом (для небулярної оболонки) є жорстке УФ-випромінювання гарячої зорі та, можливо, акреційного диска, що викликає змінну інтенсивність спектральних ліній. Більше відомостей про моделі таких об'єктів наведено, наприклад, у праці [6], але всі вони не суперечать тому, що основним механізмом збудження світіння їхніх небулярних оболонок є фотойонізація УФ-випромінюванням центрального джерела. Нусбаумер і Шилд [7] побудували фотойонізаційну модель світіння V1016 Cyg в УФ-ділянці та обчислили основні фізичні характеристики цього об'єкта, УФ-спектр якого вони інтерпретували моделлю одиначної гарячої зорі, оточеної небулярною оболонкою.

Метою цієї праці є одночасна інтерпретація УФ-та оптичного спектра V1016 Cyg і HM Sge, що охоплює побудову фотойонізаційної моделі світіння цих об'єктів. Спостережуваний УФ- і оптичний спектр V1016 Cyg і HM Sge взяті з праці [8]. Для визначення хімічного вмісту небулярного газу використано метод розрахунку неспостережуваних стадій йонізації різних йонів, який ми розробили для оболонок ПТ

у праці [9]. Будуючи фотойонізаційну модель світіння, врахували, що розподіл густини газу в небулярному середовищі, як і у випадку ПТ, може бути неоднорідним (див. працю [10]).

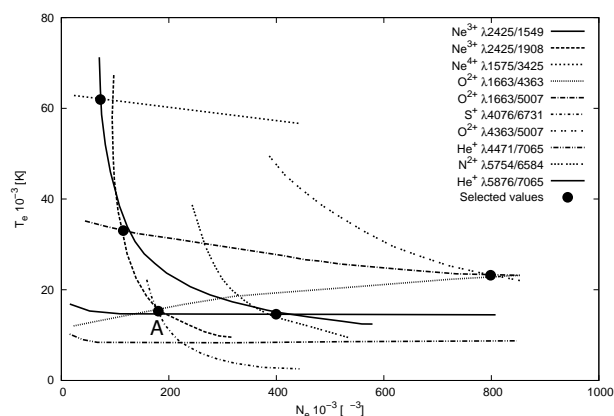


Рис. 1. Залежність відношення інтенсивностей різноманітних ліній від  $N_e$  і  $T_e$  для V1016 Cyg. Вибрані значення (Selected values) цих параметрів у різних зонах йонізації позначені заповненими кружечками.

### II. ВИЗНАЧЕННЯ ЙОНІЗАЦІЙНОЇ СТРУКТУРИ ТА ХІМІЧНОГО ВМІСТУ НЕБУЛЯРНОГО ГАЗУ

Інтенсивності авроральних ліній V1016 Cyg і HM Sge слабші, ніж інтенсивності небулярних ліній. Це означає, що механізмом заселення рівнів йонів  $A^{+i}$ , який породжує заборонені лінії, є збудження електронним ударом і, отже, для визначення електронної температури ( $T_e$ ) та електронної концентрації ( $N_e$ ) можна застосувати діагностичну процедуру. Залежність відношення інтенсивностей різнома-



нітних ліній від  $N_e$  та  $T_e$  для V1016 Cyg зображено на рис. 1 (для HM Sge спостерігається подібна картина). Помітно, що ці залежності не перетинаються в одній точці. Спричинено це тим, що лінії різного ступеня збудження утворюються в ділянках оболонки з різними значеннями  $T_e$  і  $N_e$ . Вибрані значення цих параметрів (Selected values) у різних зонах йонізації позначені заповненими кружечками.

Лінії	Ділянка	$\chi$ , eV	$N_e$ , $\text{cm}^{-3}$	$T_e$ , K
[S II]	A	23.3	150000	18000
[N II]	Б	29.6	400000	20000
[O III]	В	54.9	800000	27000
[Ne IV]	Г	97.1	100000	35000
[Ne V]	Д	126	80000	60000

Таблиця 1. Електронні концентрація  $N_e$  та температура  $T_e$  в різних зонах йонізації в оболонках V1016 Cyg і HM Sge, визначені за допомогою діагностичного методу.

Для визначення  $T_e$  і  $N_e$  ми вибрали 5 зон в оболонці, яким притаманні емісійні лінії різних елементів з близькими потенціалами йонізації. У кожній з цих зон ми визначили  $N_e$  та  $T_e$  (див. табл. 1 та Selected values на рис. 1).

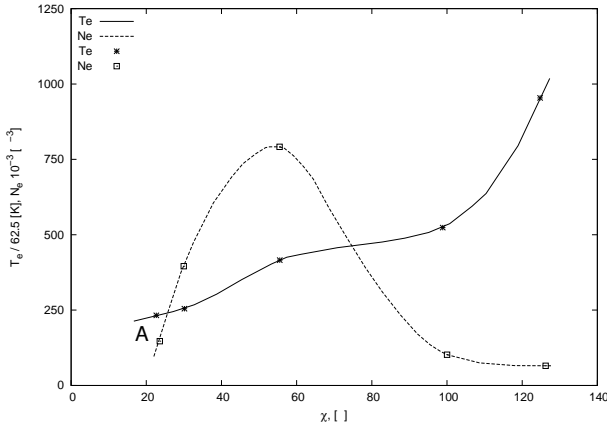


Рис. 2. Залежності  $T_e$  і  $N_e$  від потенціалу йонізації в небулярній оболонці V1016 Cyg.

Залежність  $N_e$  та  $T_e$  від потенціалів йонізації означених вище йонів показано на рис. 2. Як видно з цього рисунка радіальний розподіл густини газу в оболонці V1016 Cyg неоднорідний. Він нагадує розподіл густини газу в оболонках ПТ, який можна описати апроксимаційним виразом з праці [10]:

$$n_H(r) = \frac{x^2 (1 + 3e^{-1.2x})}{(x^2 - 1)^2 + 0.36r_c^{-0.43} x^2 r_c^2} A, \quad (1)$$

де  $x = r/r_c$ ,  $r$  — відстань від йонізаційного джерела (центральної зорі) до вибраної точки в оболонці;  $r_c$  — характерний радіус, близький до позиції максимуму густини газу;  $r_c = V_{\text{exp}} t$ , де  $V_{\text{exp}}$  — середня швидкість розширення оболонки,  $t$  — її вік;  $A$  — параметр, що характеризує темп витоку речовини від центральної

зорі в газову оболонку у формі зоряного вітру. Значення  $A$  дїбрано так, щоб значення  $r_c$  відповідало спостережуваним даним. Такий розподіл густини газу в оболонці у подальшому було ми застосували, будуючи фотойонізаційні моделі світіння V1016 Cyg і HM Sge.

Йон	V 1016	HM Sge
He <sup>+</sup> /H <sup>+</sup>	3.00e-2	5.00e-2
He <sup>++</sup> /H <sup>+</sup>	4.69e-2	5.81e-2
O <sup>0</sup> /H <sup>+</sup>	3.58e-7	3.63e-6
O <sup>+</sup> /H <sup>+</sup>	1.46e-6	5.80e-5
O <sup>++</sup> /H <sup>+</sup>	1.14e-5	4.47e-5
C <sup>+</sup> /H <sup>+</sup>	5.31e-7	—
C <sup>++</sup> /H <sup>+</sup>	5.42e-5	1.55e-5
C <sup>3+</sup> /H <sup>+</sup>	4.49e-6	1.25e-5
N <sup>+</sup> /H <sup>+</sup>	4.77e-7	8.00e-6
N <sup>++</sup> /H <sup>+</sup>	2.02e-6	1.35e-5
N <sup>3+</sup> /H <sup>+</sup>	3.45e-6	2.26e-5
N <sup>4+</sup> /H <sup>+</sup>	7.79e-6	1.96e-5
Ne <sup>++</sup> /H <sup>+</sup>	3.19e-6	1.31e-5
Ne <sup>3+</sup> /H <sup>+</sup>	2.08e-6	1.04e-5
Ne <sup>4+</sup> /H <sup>+</sup>	1.87e-5	6.68e-5
Si <sup>++</sup> /H <sup>+</sup>	2.45e-7	5.86e-7
Si <sup>3+</sup> /H <sup>+</sup>	2.88e-7	4.81e-7
S <sup>+</sup> /H <sup>+</sup>	8.06e-8	5.10e-5
S <sup>++</sup> /H <sup>+</sup>	1.85e-7	1.38e-6
Ar <sup>++</sup> /H <sup>+</sup>	—	5.24e-7
Ar <sup>3+</sup> /H <sup>+</sup>	6.90e-8	2.34e-7
Ar <sup>4+</sup> /H <sup>+</sup>	—	3.39e-7

Таблиця 2. Відносний уміст йонів  $A^{+i}/H^+$  в оболонках V1016 Cyg і HM Sge, отриманий діагностичним методом.

Для визначення хімічного вмісту газу оболонок V1016 Cyg та HM Sge застосовано метод, описаний у праці [9]. Для врахування неспостережуваних стадій йонізації хімічних елементів розраховано сітку фотойонізаційних моделей світіння ПТ. Ефективні температури та світність цих зір визначались згідно з еволюційними треками Шьонбернера [11, 12] та Пачинського [13], а спектри випромінювання в зоні  $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$  задавали не-ЛТР моделями зоряних атмосфер із праці [14]. Вважалось, що оболонка туманності сферично-симетрична, а радіальний розподіл густини газу в ній представлений виразом (1). Були розглянуті кореляції між величинами типу  $\log(A^{+i}/H^+)/(A/H)$  та  $\log X^{+k+1}/X^{+k}$ , де  $A/H$  — уміст деякого хімічного елемента  $A$ ,  $A^{+i}/H^+$  — відносний уміст 1-ї стадії йонізації цього елемента,  $X^{+k+1}/X^{+k}$  — одне зі співвідношень  $\text{He}^{++}/\text{He}^+$ ,  $\text{O}^{++}/\text{O}^+$  і т. д. Такі кореляції дозволяють перейти від умісту йона  $A^{+i}/H^+$  до повного вмісту  $A/H$ :

$$\log A/H = \log(A^{+i}/H^+) + f(x), \quad (2)$$

де необхідні дані для розрахунку функції  $f(x)$  можна знайти у праці [9]. Отриманий уміст йонів  $A^{+i}/H^+$

наведено в табл. 2, а вміст хімічних елементів — у табл. 3, де їх порівняно з відповідним вмістом із праці [8]. Помітно, що знайдені для цих об'єктів значення  $A/H$  суттєво відрізняються. Ця відмінність зумовлена тим, що, визначаючи йонний вміст, ми не врахували стратифікаційних ефектів в оболонках, які вище обго-

ворювали. Знайдений вміст елементів є приблизним і використовувався як перше наближення при побудові фотойонізаційних моделей світіння V1016 Cyg та HM Sge (див. нижче). Як видно з табл. 3, він відрізняється від вмісту елементів як у ПТ, так і на Сонці (значення взято з праці [8]).

A/H	V 1016 Cyg [8]	HM Sge [8]	ПТ Сонце
12+log He/H	10.90±0.04	10.9	11.10±0.04 10.94 11.0 11.0
12+log C/H	8.19±0.13	8.7	7.48±0.08 8.85 8.89 8.69
12+log N/H	7.07±0.13	8.55	7.32±0.09 9.00 8.26 7.99
12+log O/H	7.31±0.09	8.85	8.13±0.14 9.00 8.64 8.91
12+log Ne/H	7.21±0.23	8.15	7.44±0.10 8.30 8.03 8.00
12+log Si/H	6.09±0.10	7.9	6.18±0.13 7.95 6.50 7.55
12+log S/H	5.72±0.10	—	6.40±0.10 — — 7.21
12+log Ar/H	5.59±0.18	6.85	5.97±0.07 7.10 6.43 6.58

Таблиця 3. Хімічний склад газу в оболонках V1016 Cyg і HM Sge, отриманий на основі йонного вмісту з табл. 2 методом, описаним у праці [9], а також його порівняння з аналогічними результатами праці [8] та з хімічним вмістом як Сонця (як і в [8], узятий з праці [15]), так і усередненим вмістом оболонок ПТ (як і в [8], узятий із праць [16] та [17]).

### III. ДАНІ СПОСТЕРЕЖЕНЬ ТА ПОЧАТКОВЕ ВИЗНАЧЕННЯ ФІЗИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК V1016 Cyg ТА HM Sge

У праці [18] розроблено методику визначення основних фізичних й еволюційних характеристик планетарних туманностей. Цю методику ми застосували для встановлення фізичних характеристик об'єктів V1016 Cyg та HM Sge. Її суть полягає в спільному розв'язку рівнянь йонізаційно-рекомбінаційної та енергетичної рівноваги. Також використано апроксимаційні співвідношення між різними параметрами, отримані з моделей зоряних атмосфер Клегга–Міддлемасса [14]. Необхідні для розрахунків спостережувані дані взято з праць [7, 8].

Значення ефективної температури, розраховані з енергетичного балансу газу в оболонках V1016 Cyg та HM Sge, для обох об'єктів становлять  $T_{\text{eff}} = 130000$  К. Тому, будуючи фотойонізаційні моделі світіння цих об'єктів, ми обрали такі значення  $T_{\text{eff}}$ , щоб за відомих розмірів оболонки  $r$ , електронної концентрації в ній  $n_e$  можна було б отримати спостережувані потоки в лінії  $H\beta$  з поправкою на міжзоряне поглинання. У результаті  $T_{\text{eff}} = 160000$  К  $\pm$  5000 К для цих об'єктів. Ці температури близькі до ефективних згаданих вище температур зір ( $T_{\text{eff}} = 130000$  К).

На рис. 3 показано спостережуваний розподіл енергії у спектрі йонізаційного джерела V1016 Cyg та розподіл, отриманий з розрахунків за  $T_{\text{eff}} = 160000$  К і радіус зорі  $r_* = 6.5 \cdot 10^9$  см. Спостережувані потоки в УФ-ділянці взято з праці [7] та виправлені за внесок небулярного спектра.

Як видно з рис. 3, розрахований розподіл узгоджується зі спостережуваними даними. Надлишок випромінювання в ділянці близько  $5000\text{\AA}$  пояснюється або помилками спостережень, або внеском холоднішої зорі. Спостережувані потоки в цьому діапазоні спектра отримано з праці [19]. Для HM Sge маємо лише опти-

чні спостереження [20], але для цього об'єкта проблематично відокремити неперервний спектр оболонки від спектра зорі.

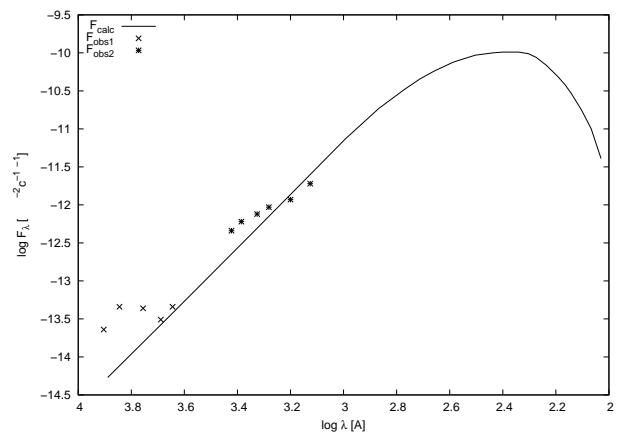


Рис. 3. Спостережуваний розподіл енергії у спектрі йонізаційного джерела V1016 Cyg, взятий з різних робіт ( $F_{\text{obs1}}$  — з рисунка праці [19],  $F_{\text{obs2}}$  — з праці [7]), та розподіл  $F_{\text{calc}}$ , отриманий з розрахунків за  $T_{\text{eff}} = 160000$  К і  $r_* = 6.5 \cdot 10^9$  см. Спостережуваний спектр був виправлений за міжзоряне поглинання при значенні коефіцієнта екстинкції  $C(H\beta)=0.58$ .

### IV. ФОТОЙОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ОБОЛОНОК V1016 Cyg ТА HM Sge

#### A. Перший етап фотойонізаційного моделювання

Щоб отримати точнішу йонізаційну структуру досліджуваних об'єктів, ми здійснили фотойонізаційне моделювання світіння (ФМС) даних об'єктів за допомогою програми *LvivMod*, описаної у [21]. Прийнято

до уваги всі процеси, які відіграють важливу роль у встановленні йонізаційної й теплової рівноваги небулярного газу. Повністю враховано й дифузне йонізаційне випромінювання. При цьому використано радіальний розподіл густини газу, який описується виразом (1). Обчислено інтенсивності ліній основних хімічних елементів, спостережуваних у спектрі газових туманностей в УФ- та оптичній ділянках спектра.

Рівняння йонізаційно-рекомбінаційної рівноваги записуємо так:

$$n_{\text{ion}}^*(X^i, \mathbf{r}) + n_{\text{ion}}^d(X^i, \mathbf{r}) + n_{\text{ion}}^c(X^i, \mathbf{r}) + n_{\text{ion}}^{\text{ch}}(X^i, \mathbf{r}) = n_{\text{rec}}^{\text{rad}}(X^{i+1}, \mathbf{r}) + n_{\text{rec}}^{\text{di}}(X^{i+1}, \mathbf{r}) + n_{\text{rec}}^{\text{ch}}(X^{i+1}, \mathbf{r}),$$

де  $n_{\text{ion}}^*$  — кількість фотойонізацій йонів  $X^i$  зоряним випромінюванням за одиницю часу,  $n_{\text{ion}}^c$  — кількість ударних йонізацій таких же йонів електронами за одиницю часу;  $n_{\text{ion}}^d$  — кількість фотойонізацій йонів  $X^i$  дифузним  $Ly\alpha$ -випромінюванням за одиницю часу, що виникає в оболонці за рекомбінації вільних електро-

нів на основні рівні  $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^+$ ,  $\text{He}^{++}$  і на другий рівень  $\text{He}^{++}$ , а також квантами ліній  $L_\alpha(\text{He I})$ ,  $L_\alpha(\text{He II})$ ,  $n_{\text{ion}}^{\text{ch}}$  — кількість йонізаційних перезарядок йонів  $X^i$  з  $\text{H}^0$  і  $\text{He}^0$ ;  $n_{\text{rec}}^{\text{rad}}$ ,  $n_{\text{rec}}^{\text{di}}$ ,  $n_{\text{rec}}^{\text{ch}}$  — кількість радіативних, діелектронних рекомбінацій і, відповідно, рекомбінаційних перезарядок йонів  $X^{i+1}$ . Вирази для кількості цих процесів в одиниці об'єму за одиницю часу та інформація про їхні ймовірності наведено у праці [21].

Зауважимо, що час установлення йонізаційно-рекомбінаційної рівноваги в оболонках V1016 Cyg та HM Sge за характерної густини  $n_e = 10^6 - 10^7 \text{ см}^{-3}$  є меншим за рік, а вік цих об'єктів значно більший. Це означає, що газ у їхніх оболонках справді перебуває у стані такої рівноваги. Основним джерелом нагріву газу в оболонках V1016 Cyg та HM Sge є зоряне та дифузне йонізаційне випромінювання. Цілком можливо, що важливим є внесок нагріву іншими енергетичними джерелами (наприклад, зоряним вітром), якими в цій роботі ми знехтували.

Параметри	V1016 Cyg		HM Sge	
	Мод. 1	Мод. 2	Мод. 3	Мод. 4
Відстань, пк	1360	1360	1360	1360
$r_c$ , пк	0.0002	0.0002	0.0002	0.0002
Зовнішній радіус, пк	0.0018	0.0014	0.0012	0.0021
$T_{\text{eff}}$ зорі, К	158000	165000	167000	160000
Радіус зорі $r_*$ , см	6.5e+9	6.5e+9	3.5e+9	3.5e+9
$F_{912}$ , ерг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$	—	4.50e-25	—	7.0e-25
$F_{504}$ , ерг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$	—	6.00e-25	—	1.0e-24
$F_{912}$ , ерг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{Гц}^{-1}$	—	9.00e-25	—	1.0e-24
$\alpha(912 - 504) \text{ \AA}$	—	3.28	—	1.5
$\alpha(504 - 228) \text{ \AA}$	—	1.70	—	0.9
$\alpha(\leq 228 \text{ \AA})$	—	-0.65	—	-0.3
$\tau(912 \text{ \AA})$	113	$\gg 1$	$\gg 1$	$\gg 1$
$\tau(504 \text{ \AA})$	1.91	141	$\gg 1$	$\gg 1$
$\tau(228 \text{ \AA})$	310	240	420	530
$M_{\text{іоніз.}}/M_\odot$	6.9e-4	3.5e-5	2.6e-4	5.4e-5
$N_e([\text{O II}])$ , $\text{см}^{-3}$	5.8e+5	8.3e+5	2.15e+6	8.82e+5
$N_e([\text{S II}])$ , $\text{см}^{-3}$	5.7e+5	6.4e+5	2.11e+6	7.19e+5
$N_e([\text{Ar IV}])$ , $\text{см}^{-3}$	9.9e+5	1.7e+6	2.88e+6	2.76e+5
$T_e([\text{O II}])$ , К	14440	—	14000	—
$T_e([\text{N II}])$ , К	14220	12900	13700	12760
$T_e([\text{O III}])$ , К	14440	20840	17300	22800
$T_e(\text{He II})$ , К	17190	26160	—	29260
He/H	0.103	0.084	0.135	0.1
C/H	5.17e-5	5.17e-5	8.13e-5	8.13e-5
N/H	1.83e-4	5.50e-5	6.00e-4	7.00e-5
O/H	5.06e-5	7.03e-5	2.00e-4	3.00e-4
Ne/H	1.10e-4	1.10e-4	1.40e-4	2.10e-4
S/H	1.20e-5	6.00e-6	8.40e-5	3.90e-6
Ar/H	7.00e-7	7.00e-7	2.50e-6	1.50e-6
Si/H	2.00e-5	6.56e-5	2.20e-5	7.80e-6

Таблиця 4. Параметри фотойонізаційних моделей світіння V1016 Cyg та HM Sge

Як буде показано нижче, значення  $T_e$ , знайдені з фотойонізаційних моделей світіння цих об'єктів та отримані з їхнього спостережуваного спектра, є близькими. Ми припустили, що нагрів газу спричинений здебільшого фотойонізаціями  $H^0$ ,  $He^0$ ,  $He^+$ . Електрони втрачають енергію на ударне збудження за-

боронених та інтеркомбінаційних ліній  $\epsilon(\Sigma I_\lambda/H^0)$ , на ударне збудження та йонізацію атомів  $\epsilon(H^0)$ , за рекомбінацій  $\epsilon_{rec}$  і вільно-вільних переходів  $\epsilon_{f-f}$ . Враховано лінії, спостережувані в спектрах цих об'єктів в УФ- та оптичних діапазонах спектра.

$\lambda(\text{\AA})$	Йон	V1016 Cyg			HM Sge		
		Спост.	Мод.1	Мод.2	Спост.	Мод.3	Мод.4
1240	N V	5.90	4.75	2.87	4.53	14.1	5.15
1550	C IV	8.67	8.75	17.8	9.06	9.90	17.0
1575	[Ne V]	0.18	0.10	0.11	0.27	0.13	0.30
1601	[Ne IV]	0.19	0.47	0.29	0.50	0.42	0.57
1640	He II	3.43	3.61	4.20	4.27	4.12	5.58
1664	O III]	0.84	0.29	0.76	1.03	1.24	2.69
1750	N III]	0.40	1.05	0.49	1.11	3.91	0.32
1892	Si III]	0.64	0.64	0.64	0.73	0.68	0.70
1909	C III]	2.80	1.60	2.42	4.55	1.89	2.76
2425	[Ne IV]	0.12	0.20	0.08	0.24	0.12	0.12
3426	[Ne V]	2.31	3.20	2.40	4.43	3.30	4.60
3727	[O II]	0.027	0.001	0.003	0.15	0.02	0.06
3869	[Ne III]	0.46	0.43	0.38	1.49	1.27	1.39
4070	[S II]	0.066	0.035	0.062	0.19	0.21	0.20
4363	[O III]	0.31	0.18	0.40	0.85	0.92	1.32
4471	He I	0.027	0.027	0.027	0.039	0.039	0.044
4686	[He II]	0.53	0.49	0.54	0.68	0.55	0.71
4714	He II	0.028	0.050	0.030	0.059	0.048	0.057
4724	[Ne IV]	0.038	0.080	0.040	0.083	0.080	0.090
4740	[Ar IV]	0.012	0.026	0.013	0.033	0.041	0.010
4959+5007	[O III]	2.31	2.30	2.30	4.85	4.58	4.55
5755	[N II]	0.027	0.030	0.030	0.19	0.16	0.17
6300+6364	[O I]	0.062	0.001	0.049	0.15	0.013	2.27
6312	[S III]	0.028	0.034	0.028	0.11	0.20	0.056
6435	[Ar V]	0.015	0.013	0.020	0.040	0.035	0.039
6548+6584	[N II]	0.092	0.10	0.12	0.29	0.16	0.35
6731	[S II]	0.005	0.001	0.003	0.09	0.05	0.09
7006	[Ar V]	0.025	0.028	0.044	0.082	0.076	0.086
7136	[Ar III]	0.043	0.030	0.033	0.20	0.089	0.21
<i>C</i>		0.53			0.87		
$F(H\beta)$ , ерг/(см <sup>2</sup> с)		1.76e-10	1.95e-10	1.76e-10	1.85e-10	1.90e-10	1.95e-10

Таблиця 5. Порівняння обчисленого та розрахованого спектрів V1016 Cyg та HM Sge. Інтенсивності ліній подані відносно інтенсивності в лінії  $H\beta$ . Прийнято  $I(H\beta) = 1.00$ .

Ми розрахували ряд таких моделей, чотири з яких подано в табл. 4–5. Для кожного з об'єктів емісійний лінійчастий спектр розраховано для випадку, коли йонізаційний спектр представлено планківським законом за температури  $T_* = T_{eff}$  (див. Мод. 1 та Мод. 3 у табл. 4), і для випадку з не-ЛТР розподілом, у якому Лус-спектр задано степеневим законом  $F_\nu = F_{\nu_0}(\nu/\nu_0)^\alpha$  для трьох інтервалів довжин хвиль, відповідно до потенціалів йонізації  $H^0$ ,  $He^0$  та  $He^+$ : (912–504) $\text{\AA}$ , (504–228) $\text{\AA}$  та  $\lambda \leq 228\text{\AA}$  (див. Мод. 2 та Мод. 4 у табл. 4).

Розраховані інтенсивності ліній краще узгоджуються зі спостережуваними у випадку з не-ЛТР розподілом, насамперед для оптичних ліній. Відмінності в УФ-діапазоні зумовлені, на нашу думку, неточністю атомних даних для УФ-ліній. Однак потрібно мати на увазі, що лінійчастий спектр, за даними різних авторів, сильно відрізняється (див. напр. [2, 5]) і змінюється в часі. Тому ми не ставили собі за мету точне узгодження інтенсивностей емісійних ліній, оскільки для цього потрібні точніші дані спостережень. У табл. 4–5 представлені й інші характеристики

ки цих об'єктів, у тому числі й уточнений хімічний склад їхніх небулярних оболонок, їхні оптичні товщини  $\tau$  з межами поглинання випромінювання  $H^0$ ,  $He^0$  і  $He^+$ , потік випромінювання в лінії  $H\beta$ , які збігаються зі спостережуваними даними з поправкою на міжзоряне поглинання.

### В. Пошук оптимальних фотойонізаційних моделей світіння

Як уже згадувалося вище та як видно з табл. 5, найліпше спостережувані спектри відтворює модель Мод. 2 у випадку V1016 Cyg та модель Мод. 4 у випадку HM Sge. У цих моделях *Lyc*-спектр задано степеневим законом у трьох інтервалах довжин хвиль, поділ на які визначається значеннями потенціалів йонізації  $H^0$ ,  $He^0$  та  $He^+$ .

Вхідні параметри цих моделей з табл. 4 були використані в якості початкових для пошуку оптимальних фотойонізаційних моделей світіння (ОФМС) оболонок цих об'єктів.

ОФМС розраховані з таких міркувань:

1. Згадані вище моделі в табл. 4 та 5 розраховав В. В. Головатий за допомогою програми *LvivMod*, яка не оновлювалася як за атомними даними, так і алгоритмами розрахунку декілька десятків років.
2. Оптимальні моделі світіння небулярних оболонок потрібно отримувати відповідними математичними методами, а не добором вхідних параметрів "вручну", як це здійснювалося вище. На час розрахунку цих моделей методи оптимізації ще широко не застосовували у фотойонізаційному моделюванні.
3. Програма *LvivMod* також не передбачала роботи з пилом, який може відігравати важливу роль у переносі як йонізаційного, так і нейонізаційного випромінювання в небулярному середовищі і який, відповідно, необхідно враховувати в сучасних фотойонізаційних моделях.

Для пошуку ОФМС ми використали програму Г. Ферланда *Cloudy v08.00* [22], яку модифікували з метою задати радіальний розподіл густини напівемпіричним законом Головатого–Малькова [10] (див. вираз (1)) та можливість варіації його параметрів під час оптимізації, а як оптимізатор (процедури оптимізації) використано функцію *phymir* Пітера Ван Гуффа [23], що входить у згадану програму [22] як функція.

Зазначимо, що дифузне йонізаційне випромінювання у програмі *Cloudy v08.00* розраховано в поєднанні наближень *Outward Only* та *On The Spot*, у програмі ж *LvivMod* воно враховується детальніше. Однак, як уже зазначалося вище, програма *LvivMod* базується на старих атомних даних та багатьох алгоритмах розрахунків, вона також не враховує наявності вмісту

пилу та "вимивання" фотонів з емісійної лінії в континуум, а також не описує профілів емісійних ліній. Тому для пошуку ОФМС ми використовуємо стандартну програму *Cloudy v08.00* з розширеною кількістю вільних параметрів.

Для пошуку ОФМС ми застосували наш підхід, розроблений первинно для пошуку оптимальних моделей світіння оболонок планетарних туманностей (див. детальний опис у праці [24]). Його загальні принципи такі.

Процес розрахунку ОФМС розділено на три стадії. Фотойонізаційні моделі при цьому розраховуються до досягнення йонізаційного фронту (падіння електронної температури нижче  $4000^\circ\text{K}$ ). На першій стадії розраховується йонізаційна структура небулярної оболонки, яка визначається значеннями температури центральної йонізаційної зорі  $T_{\text{eff}}$  та її світності  $L_*$ , радіальним розподілом концентрації газу  $n_H(r)$  в оболонці та відстанню  $D$  до неї, а також хімічним складом  $He/H$ ,  $O/H$  і  $S/H$ . На цій стадії використовують відносні інтенсивності  $I(\lambda)/I(H\beta)$  тільки ліній цих хімічних елементів. Вільними параметрами цієї стадії пошуку ОФМС були:

- відстань до об'єкта;
- світність центральної зорі  $L_*$ ;
- ефективна температура  $T_{\text{eff}}$  центральної зорі;
- густина газу  $n_H(r_c)$  на відстані  $r_c$  від центру об'єкта;
- параметр густини  $DP = \frac{A}{r_c^2}$  (див. вираз (1));
- внутрішній радіус оболонки ( $r_{in}$ );
- відносний вміст елементів  $He/H$ ,  $O/H$ ,  $S/H$ ;
- відносний вміст пилу (розраховувалися моделі з силікатним та карбонатним пилом згідно з [22], у яких нормувальний множник *Dust factor* був вільним параметром).

На другій стадії пошуку ОФМС вільними параметрами є тільки вміст  $A/H$  тих хімічних елементів, емісійні лінії яких спостерігаються в спектрах ПТ, що дозволяє уточнити значення вмісту кожного з таких елементів. На цій стадії пошуку більшість параметрів, які визначають йонізаційну структуру, були фіксованими.

На третій стадії пошуку ОФМС здійснюється завершальний процес оптимізації всіх вільних параметрів.

Суть розрахунку ОФМС полягає в пошуку оптимальних значень параметрів поля йонізаційного випромінювання центральної зорі (світність  $L_*$ , або ефективна температура  $T_{\text{eff}}$  та радіус зорі  $r_*$ ), концентрації Гідрогену  $n_H(r)$  та відносного хімічного складу  $A/H$  оболонки з метою якнайточнішого узгодження обчислених значень інтенсивностей емісійного лінійчастого спектра та кутового розміра об'єкта з відповідними даними спостережень. Критерієм узгодженості в нашому випадку прийнято  $\chi^2$ -функцію, а основне завдання оптимізатора зводилося до її мінімізації. Спостережувані інтенсивності емісійного лінійчастого спектра для цих об'єктів узяті з праці [8].

Для задання форми йонізувального *Lyc*-спектра центральної зорі використано моделі зоряних атмосфер Рауха [25]. Важливо зазначити, що в моделях Рауха врахована наявність зоряного вітру, який впливає на форму *Lyc*-спектра.

Під час кожного ФМС небулярної оболонки в процесі пошуку її оптимальної моделі із заданих оптимізатором значень параметра густини *DP* та концентрації  $n_H(r_c)$  визначали величини  $r_c$  за допомогою виразу (1) за  $r = r_c$ .

Вільні параметри	V1016 Cyg		HM Sge	
	Початкові значення	Оптимальні значення	Початкові значення	Оптимальні значення
1	2	3	4	5
<i>D</i> [пк]	1360	1521	1360	1273
log <i>L</i> * [erg/c]	37.35	37.50	36.76	38.13
log <i>T</i> <sub>eff</sub> [K]	5.218	5.128	5.204	5.087
log $n_H(r_c)$ [cm <sup>-3</sup> ]	6.477	6.502	6.532	6.607
log( <i>DP</i> )	7.215	7.210	7.245	7.333
log <i>r</i> <sub>in</sub> [см]	14.67	14.41	14.79	14.93
log He/H	-1.076	-1.095	-1.000	-0.963
log N/H	-4.260	-4.107	-4.155	-3.776
log O/H	-4.153	-4.035	-3.523	-3.524
log Ne/H	-3.959	-4.748	-3.378	-4.197
log S/H	-5.222	-5.153	-5.409	-4.290
log Ar/H	-6.155	-6.061	-5.824	-5.292
<i>Dust factor</i>	1.000	0.438	1.000	1.290

Таблиця 6. Значення вільних параметрів для оболонок V1016 Cyg і HM Sge, знайдені під час розрахунку ОФМС.

Параметр порівняння	V1016 Cyg		HM Sge	
	Спостереження	ОФМС	Спостереження	ОФМС
$\lambda 5007$ [OIII] / $\lambda 4363$ [OIII]	5.6±0.4	6.3	4.27±0.30	5.00
$\lambda 5876$ HeI / $\lambda 6678$ HeI	4.6±1.0	5.3	3.59±0.80	5.00
$\lambda 4471$ HeI / $\lambda 4686$ HeII	0.05±0.01	0.05	0.06±0.01	0.06
$\lambda 4070$ [SII] / $\lambda 6731$ [SII]	13.5±3.8	30.4	21.0±4.7	42.5
$\lambda 3869$ [NeIII]	46.0±4.6	45.8	149.0±14.9	146.8
$\lambda 4070$ [SII]	6.6±2.0	2.1	18.9±3.8	11.7
$\lambda 5755$ [NII]	2.7±0.5	2.2	19.2±3.8	3.8
$\lambda 5007$ [OIII]	172.0±8.6	179.1	363.0±18.2	379.1
$\lambda 4959$ [OIII]	59.0±1.2	59.3	122±6.1	125.4
$\lambda 4363$ [OIII]	31.0±1.6	28.3	85.0±4.3	76.6
$\lambda 4471$ HeI	2.7±0.5	2.3	3.9±0.8	3.4
$\lambda 5876$ HeI	8.2±0.8	8.8	11.5±1.2	13.4
$\lambda 6678$ HeI	1.8±0.4	1.7	3.2±0.6	2.7
$\lambda 4686$ HeII	53.0±5.3	42.0	68.0±6.8	55.9
$\lambda 6731$ [SII]	0.5±0.1	0.1	0.9±0.2	0.2
$\lambda 6312$ [SIII]	2.8±0.6	3.5	10.8±2.2	18.6
$\lambda 7135$ [ArIII]	4.3±0.2	4.3	20.4±2.0	20.3
<i>d</i> ''	0.50±0.25	0.37	0.50±0.25	0.32
log <i>F</i> (H $\beta$ ) <sup>a</sup>	-9.76 ± 0.01	-9.76	-9.73 ± 0.01	-9.73

<sup>a</sup> Потоки наведено в ерг см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> Гц<sup>-1</sup> на відстані Землі.

Таблиця 7. Порівняння спектрів ОФМС із спостережуваними.  $I(H_\beta) = 100$ , довжини хвиль емісійних ліній подано в Å.

Параметрами порівняння результатів обчислень з відповідними даними спостережень є:

- відносні інтенсивності емісійних ліній  $I(\lambda)/I(H_\beta)$  і потік  $F(H_\beta)$  у лінії H $\beta$  виправлено

за міжзоряне поглинання, а для уникнення помилок, пов'язаних із зведенням апертур різних телескопів та кривих чутливості, для пошуку ОФМС використано спектри, отримані на одному телескопі;

- співвідношення між інтенсивностями ліній, які контролюють електронну температуру і форму йонізувального *Lyc*-спектра;
- кутовий діаметр туманності  $d''$ , який разом із спостережуваним потоком  $F(H\beta)$  використано для пошуку відстані  $D$  до туманності.

Кутові розміри  $d''$  обох об'єктів, що отримав А. Р. Тейлор на радіоінтерферометрі VLA (див. табл. 1 у [26]), дорівнюють  $0''.5$ . Ці значення, разом із спостережуваними потоками в лінії  $H\beta$  були основними під час встановлення оптимізатором відстаней до V1016 Cyg та HM Sge, а також зовнішніх радіусів їх небулярних оболонок.

У процесі пошуку ОФМС для кожної розрахованої моделі обчислено сумарне значення  $\chi^2$ -функції, що складається з відповідних середніх значень  $\chi^2$  для відносних інтенсивностей емісійних ліній та діагностичних співвідношень, а також для значень  $F(H\beta)$  та  $d''$ . Нагадаємо, що метою ОФМС є мінімізація сумарної  $\chi^2$ -функції, а оптимальна модель відповідає мінімальному значенню цієї функції. У такому разі значення вільних параметрів цієї моделі є оптимальними.

Описана вище методика розрахунку ОФМС була використана для визначення фізичних характеристик та хімічного вмісту небулярних оболонок V1016 Cyg та HM Sge і відстаней  $D$  до них. Для обох об'єктів спостережувані дані краще відтворюють моделі з силікатним пилом, тому далі розглядали ОФМС із цим видом пилу. Для пошуку ОФМС V1016 Cyg тристадцятим методом оптимізатор розрахував 6891 ФМС, а для HM Sge — 9277 ФМС.

Знайдені в результаті тристадцятим пошуку ОФМС оптимізовані (оптимальні) значення вільних параметрів для V1016 Cyg та HM Sge наведено в колонках 3 і 5 табл. 6, відповідно. З табл. 6 видно, що відстань з ОФМС для V1016 Cyg більша на  $\approx 12\%$ , ніж прийнята в початковій ФМС, а для HM Sge, навпаки, — менша на  $\approx 6\%$ . Світність йонізаційної зорі в V1016 Cyg піднята в ОФМС порівняно з початковим значенням в  $\approx 1.4$  раза, натомість для HM Sge ця світність “зросла” майже більш ніж у 23 рази. Що стосується ефективної температури йонізаційної зорі, то вона “впала” на 19% для V1016 Cyg та на 24% для HM Sge. Параметри  $n_H(r_c)$  та  $DP$ , які визначають радіальний розподіл густини, а також внутрішній радіус  $r_{in}$  небулярної оболонки в V1016 Cyg змінилися слабо, що свідчить про високу достовірність їх визначення за допомогою діагностичних методів. Для HM Sge зміни більші:  $n_H(r_c)$  “зросла” на 19%, а  $DP$  змінилося всього на  $\approx 1\%$ . Що стосується вмісту Гелію, то він “зменшився” на  $\approx 4\%$  для V1016 Cyg і майже на 9% “збільшився” для HM Sge. Вміст більшості важких елементів в ОФМС обох об'єктів вищий, ніж прийнятий у початкових моделях, за винятком неону, вміст якого в початкових моделях був аномально високим.

У табл. 7 порівнюються обчислені та спостережувані значення діагностичних співвідношень між інтен-

сивностями емісійних ліній [OIII]  $\lambda 5007/ \lambda 4363$ , HeI  $\lambda 5876/ \lambda 6678$  та [SII]  $\lambda 4070/ \lambda 6731$  (два перші визначають діагностичну електронну температуру в зонах  $O^{++}$  та  $He^+$  відповідно, а два останні — діагностичну електронну концентрацію в зонах  $He^+$  та  $S^+$  відповідно), а також ліній йонів сусідніх стадій йонізації Гелію  $\lambda 4471 HeI/ \lambda 4686 HeII$ . Наведено також порівняння відносних інтенсивностей (відносно інтенсивності в лінії  $H\beta$ ) рекомбінаційних ліній HeI, HeII і заборонених ліній [NII], [OIII], [NeIII], [SII], [SIII] та [ArIII], отриманих на одному телескопі та здебільшого надійних щодо відсутності блендування та інших факторів.

На рис. 4 та 5 показано порівняння радіальних залежностей електронних температури  $T_e$  та концентрації  $N_e$  з радіальними залежностями вмісту  $He^+/He$  та  $He^{++}/He$ , отриманих з ОФМС небулярних оболонок V1016 Cyg та HM Sge. На цих рисунках глибина небулярної оболонки, яка відраховується від її внутрішнього радіуса, дорівнює  $Depth = Radius - r_{in}$ . Видно, що температурний та концентраційний електронні радіальні розподіли мають чіткий перепад за радіусів, на яких уміст  $He^{++}/He$  переходить у  $He^+/He$ . Це свідчить про чіткий перехід від зони двічі йонізованого Гелію до зони однократно йонізованого Гелію і водночас про різке зменшення кількості йонізаційних квантів за  $\lambda \leq 228\text{\AA}$ , що зумовлює виникнення межі між цими двома зонами йонізації. Такими розподілами характеризуються далеко не всі фотойонізаційні моделі оболонок з неоднорідним розподілом густини, подібних до ПТ. Такі перепади в розподілах є ознакою чіткої стратифікації зон йонізації в небулярних середовищах цього типу, яка, можливо, приводить до згаданої вище подібності розподілів  $N_e$  за радіусом та за потенціалами йонізації, відповідно. Це цікава особливість, виявлена в обох об'єктах, тому ми плануємо докладніше її дослідити в наших наступних працях.

Зазначимо, що згідно з результатами нашого моделювання розмір зон йонізації Гідрогену та однократно йонізованого Гелію практично однакові.

## V. ДИСКУСІЯ ТА ВИСНОВКИ

У цій праці наведено результати досліджень небулярних оболонок симбіотичних нових V1016 Cyg та HM Sge за допомогою як діагностичних, так і модельних методів. Використовуючи діагностичний метод перетину кривих  $N_e - T_e$  [9], побудованих на основі доступних із спостережуваних спектрів діагностичних співвідношень між інтенсивностями емісійних ліній, виявлено важливу подібність між розподілами густини за радіусом небулярної оболонки згідно з формулою (1) та, відповідно, за потенціалами йонізації йонів (див. рис. 2). Така подібність, у разі її виявлення в інших компактних небулярних середовищах, відкриває шлях розробкам нового підходу до визначення розподілу густини вздовж променя зору в подібних небулярних середовищах. Заснований на результатах діагностики їхніх емісійних лінійчастих спектрів, цей



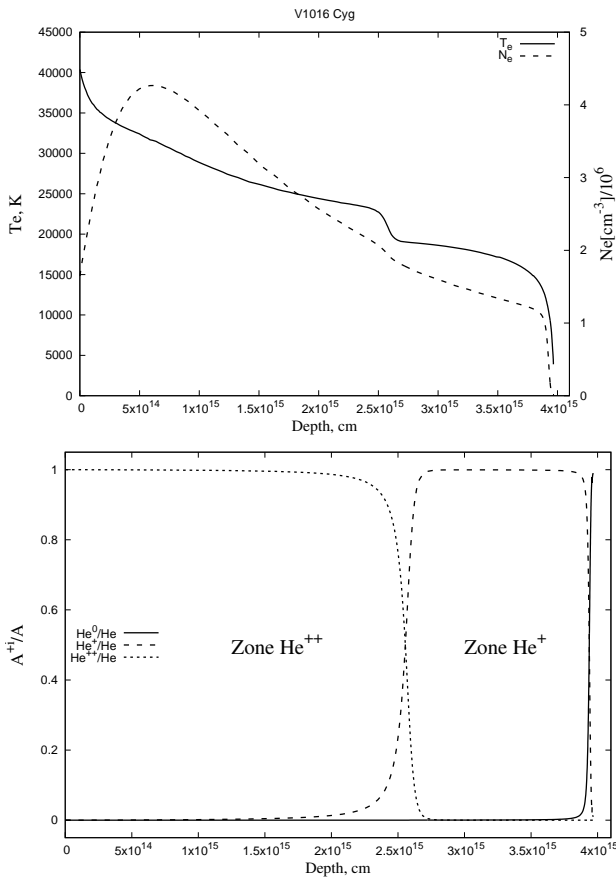


Рис. 4. Радіальні розподіли електронних температури та концентрації порівняно з радіальним розподілом умісту Гелію за стадіями йонізації для об'єкта V1016 Cyg.

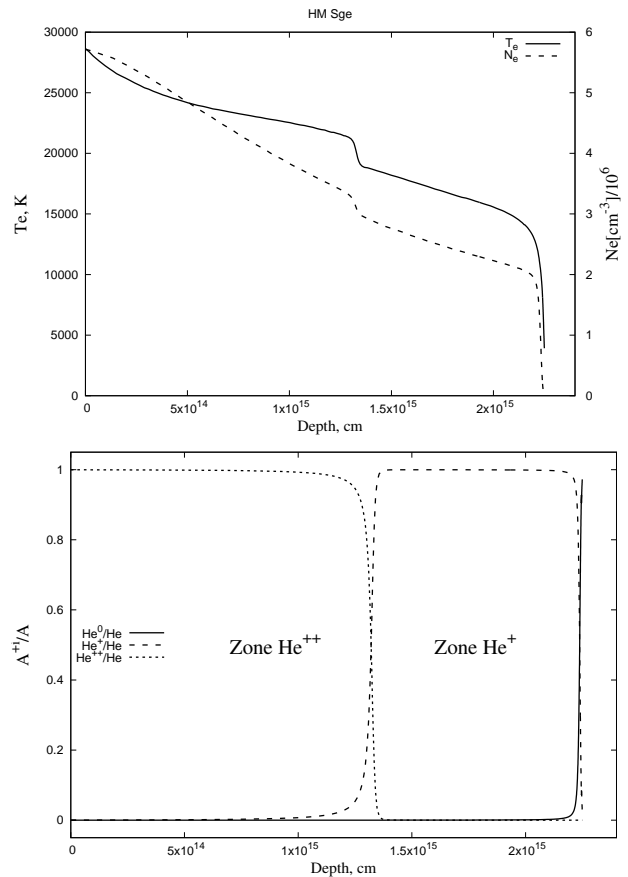


Рис. 5. Радіальні розподіли електронних температури та концентрації порівняно з радіальним розподілом умісту Гелію за стадіями йонізації для об'єкта HM Sge.

підхід дозволить швидко отримувати параметри просторового розподілу густини. Нагадаємо, що такі параметри необхідні для детального фотойонізаційного моделювання структури небулярних об'єктів.

Виявлена подібність просторового розподілу густини до розподілу концентрації речовини в небулярному середовищі за потенціалами йонізації спонукає до пошуку аналогічної залежності в оболонках планетарних туманностей. Зазначимо, що планетарні туманності є першочерговими об'єктами для такого дослідження, оскільки використаний тут напівемпіричний розподіл (1) отримали Головатий та Мальков [10] з аналізу ізотоп цих об'єктів. Детальний аналіз такого пошуку ми плануємо зробити в одній з наших наступних праць з цієї тематики.

Зауважимо, що сучасні результати досліджень (див. напр. [1–3]) вказують на те, що аналізовані об'єкти є повторними симбіотичними новими, про що свідчить фрагментарний характер цих оболонок. Йонізована частина цих оболонок, яку ми вивчали діагностичними та модельними методами, показує характер розподілу густини, подібний до виявленого у планетарних туманностях [10], що за формою близькі до сферичних. Це вказує на спільність процесів, що приводять до появи оболонок планетарних туманно-

стей та симбіотичних подвійних систем як повторних нових і потребує подальших досліджень, зокрема, за напрямком гідродинамічних симуляцій еволюції цих двох типів небулярних середовищ.

Фотойонізаційне моделювання світіння V1016 Cyg та HM Sge ми здійснили на основі результатів, отриманих діагностичними методами (хімічний вміст, розподіл густини, ефективна температура центральної зорі). Спочатку побудовано наближену модель, результати якої використано для ініціалізації пошуку оптимальної фотойонізаційної моделі для кожного з цих об'єктів. З цією метою використано розроблений раніше тристадійний метод пошуку оптимальної моделі світіння [24], який забезпечив швидкий збіжний пошук останньої.

Зауважимо, що в таких об'єктах, як V1016 Cyg та HM Sge, можлива асиметрія оболонок (значні відхилення від сферичної симетрії, прийнятої під час моделювання), спричинена наявністю більш ніж одного ядра в туманності та, відповідно, перетоком речовини між ними з формуванням акреційних дисків та джетів. Зокрема, на це вказують результати спостережень на HST та VLA [4] об'єкта HM Sge. Компактність цих об'єктів та їхні невеликі кутові розміри приводить до висновку, що відтворення морфології їхню оболонок

може базуватися здебільшого на спектральному аналізі. Детальне фотойонізаційне моделювання потребує використання багатьох емісійних ліній, а не двох-трьох (див. напр. праці [1, 4]). Сучасні ж спектроскопічні спостереження цих об'єктів (див. також [2, 5]) переважно починаються з  $\lambda \geq 4000 \text{ \AA}$ . Для коректної ж діагностики та моделювання необхідно мати біль-

ший набір діагностичних співвідношень між інтенсивностями емісійних ліній (наприклад,  $\lambda 3726 \text{ \AA} / \lambda 3729 \text{ \AA}$  [O II]). Отже, постає потреба спостережень цих об'єктів з високим відношенням сигнал/шум у ширшому спектральному діапазоні довжин хвиль (принаймні  $\lambda 3500 \text{ \AA} - \lambda 7500 \text{ \AA}$ ).

- 
- [1] M. R. Sanad, *New Astronomy* **52**, 14 (2017); <https://doi.org/10.1016/j.newast.2016.10.002>.
- [2] V. P. Arkhipova *et al.*, *Astron. Lett.* **41**, 613 (2015); <https://doi.org/10.1134/S1063773715110018>.
- [3] S. Parimucha, D. Chochol, T. Pribulla, *Odessa Astron. Publ.* **14**, 61 (2001).
- [4] S. P. S. Eyres, M. F. Bode, in *Proceedings of the International Astronomical Union (Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolutions)* **205**, 306 (2001); <https://doi.org/10.1017/s007418090022130x>.
- [5] R. J. Rudy, R. D. Cohen, G. S. Rossano, R. C. Puetter, *Astrophys. J.* **362**, 346 (1990); <https://doi.org/10.1086/169270>.
- [6] W. A. Feibelman, *Astrophys. J.* **263**, 69 (1982); <https://doi.org/10.1086/183926>.
- [7] H. Nussbaumer, H. Schild, *Astron. Astrophys.* **101**, 118 (1981); <https://doi.org/10.1016/j.newast.2016.10.002>.
- [8] H. M. Schmid, H. Schild, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **246**, 84 (1990).
- [9] V. V. Golovaty, V. I. Dmiterko, Yu. F. Mal'Kov, O. V. Rokach, *Astron. Rep.* **37**, 346 (1993).
- [10] В. В. Головатий, Ю. Ф. Мальков, *Астрон. журн.* **69**, 1166 (1992); [https://doi.org/10.1007/978-94-011-2088-3\\_169](https://doi.org/10.1007/978-94-011-2088-3_169).
- [11] D. Schonberner, *Astron. Astrophys.* **79**, 108 (1979).
- [12] D. Schonberner, *Astrophys. J.* **272**, 708 (1983); <https://doi.org/10.1086/161333>.
- [13] B. Paczynski, *Acta Astron.* **21**, 417 (1971).
- [14] R. E. S. Clegg, D. Middlemass, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* **228**, 759 (1987); <https://doi.org/10.1093/mnras/228.3.759>.
- [15] N. Grevesse, *Phys. Scr.* **T8**, 49 (1984); <https://doi.org/10.1088/0031-8949/1984/T8/008>.
- [16] L. H. Aller, S. J. Czyzak, *Astrophys. J. Suppl.* **51**, 211 (1983); <https://doi.org/10.1073/pnas.80.6.1764>.
- [17] G. A. Shields, *Astrophys. J.* **219**, 559 (1978); <https://doi.org/10.1086/155815>.
- [18] Yu. F. Malkov, V. V. Golovaty, O. V. Rokach, *Astrophys. Space Sci.* **232**, 99 (1995); <https://doi.org/10.1007/BF00627547>.
- [19] G. B. Baratta, A. Cassatella, R. Viotti, *Astrophys. J.* **187**, 651 (1974); <https://doi.org/10.1086/152675>.
- [20] V. P. Arkhipova, O. D. Dokuchaeva, V. F. Esipov, *Sov. Astron.* **23**, 174 (1979).
- [21] В. В. Головатий, Ю. Ф. Мальков, препринт ИТФ-91-66Р (Киев, 1991).
- [22] G. J. Ferland, *Hazy, a Brief Introduction to Cloudy* (University of Kentucky: Physics Department Internal Report, 2008); <http://www.nublado.org>, <http://viewvc.nublado.org/index.cgi/tags/release/c08.00/docs/?root=cloudy>.
- [23] P. A. M. van Hoof, Ph.D. thesis (Rijksuniversiteit Groningen, Netherlands, 1997).
- [24] B. Ya. Melekh, A. V. Demchyna, V. V. Holovaty, *Kinem. Phys. Celest. Bodies* **31**, 73 (2015); <https://doi.org/10.3103/S088459131502004X>.
- [25] T. Rauch, *Astron. Astrophys.* **403**, 709 (2003); <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030412>.
- [26] A. R. Taylor, in *The Symbiotic Phenomenon*, edited by J. Mikołajewska *et al.* (Kluwer, Dordrecht, 1988), p. 77.; [https://doi.org/10.1007/978-94-009-2969-2\\_14](https://doi.org/10.1007/978-94-009-2969-2_14).

## PHYSICAL AND EVOLUTIONARY CHARACTERISTICS OF THE ENVELOPES OF SYMBIOTIC NOVAE V1016 Cyg AND HM Sge

V. V. Holovaty, B. Ya. Melekh<sup>1</sup>, O. S. Buhajenko<sup>1</sup>, M. Yu. Skulsky<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Department of Astrophysics, Ivan Franko National University of Lviv, 8, Kyrylo & Mephody St., Lviv, 79005, Ukraine,*

<sup>2</sup>*Department of Physics, Lviv Polytechnic National University 12, Bandera St., Lviv, 79013, Ukraine*

The study has established the electron density and temperature, ionic and elemental abundances, optical thickness at the ionization potentials of  $H^0$ ,  $He^0$  and  $He^+$  in nebular envelopes of the symbiotic novae V1016 Cyg and HM Sge. Also, the temperature of the central stars and their radii as well as other characteristics of these objects were obtained. The photoionization and optimal photoionization models of the envelopes of V1016 Cyg and HM Sge were calculated using required input data (gas density distribution, spectrum of the ionizing source as well as chemical abundances) obtained previously by diagnostic methods. In particular, the optimal photoionization models were found using a three-stage approach developed by us previously to model the planetary nebulae envelopes. As a result, the chemical abundances and physical parameters of these objects were determined in

a more correct way than before. A similarity between radial density distributions and ionization potentials of ions was detected. Such similarity, if it is detected also in other compact nebular environments, can open a new approach to the determination of the gas density distribution along the sight line. Also, it was shown that the character of the radial density distribution within these objects is similar to that seen in some planetary nebulae. It was demonstrated that the electron temperature radial distribution in such kind of nebular objects is sensitive to the boundary between  $\text{He}^{++}$  and  $\text{He}^+$  ionization zones. The compactness of such nebular objects in most cases allows using only spectroscopical methods to determine their internal structure. Therefore, to calculate more detailed models of V1016 Cyg and HM Sge, with deviation from spherical symmetry, it is necessary to obtain the spectroscopic observational data of these objects with a high signal-to-noise ratio over a wide wavelength range (e. g.,  $\lambda 3500 \text{ \AA} - \lambda 7500 \text{ \AA}$ ).