

УДК 524.52 + 524.78

І. О. Кошмак, Б. Я. Мелех

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

Мультикомпонентне моделювання світіння низькометалічних зон Н II

Методом мультикомпонентного фотоіонізаційного моделювання досліджено вплив бульбашкоподібних структур навколо спалахів зореутворення всередині низькометалічних зон Н II на зміну форми іонізаційного спектру та на формування деяких емісійних ліній. Радіальний розподіл густини та інших фізичних параметрів всередині бульбашкоподібних структур розраховано Уївером та ін. [Weaver R. et al. // Astrophys. J.—1977.—218.—Р. 377]. Перший та другий компоненти таких моделей описують відповідно зону вільного розширення супервітру від центральної області зореутворення та розріджений гарячий газ каверни, термалізований зворотною ударною хвилею. Розподіл густини газу та електронної температури в цих компонентах задавався розв'язком системи рівнянь неперервності та переносу енергії з урахуванням теплопровідності. Третім компонентом є тонкий шар газу високої густини, утворений прямою ударною хвилею зоряного вітру з газу, що оточує бульбашку. Густина газу в ній отримана з умови ізобарності на контактному розриві між другим та третім компонентами. Спектри іонізаційного випромінювання задавалися з розрахованих нами еволюційних моделей спалаху зореутворення. Розраховано еволюційну сітку мультикомпонентних низькометалічних моделей з вільними параметрами, що визначають фізичні умови всередині бульбашки. Проаналізовано вплив бульбашки зоряного вітру на зміну форми спектру іонізаційного випромінювання та на формування потоків у важливих емісійних лініях за низької металічності.

МУЛЬТИКОМПОНЕНТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕЧЕНИЯ НИЗКОМЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЗОН Н II, Кошмак И. А., Мелех Б. Я. — Методом мультикомпонентного фотоионизационного моделирования ис-

слідовано вплив бульбобразних структур навколо вибухів зовнішнього середовища всередині низькометалічних зон H II на зміну форми іонізаційного спектра і на формування деяких важливих спостережуваних емісійних ліній. Радіальне розподілення густоти і інших фізичних параметрів всередині бульбобразних структур розраховували Уивер і др. в 1977 році. Перший і другий компоненти таких моделей описують відповідно зону вільного розширення супервінду від центральної області зовнішнього середовища і розріджений гарячий газ каверни, термалізований зворотньою ударною хвилею. Розподілення густоти газу і електронної температури в цих компонентах задавалися рішенням системи рівнянь неперервності і переносу енергії з урахуванням теплопровідності. Третій компонент представляє тонкий шар газу великої густоти, утворений прямою ударною хвилею зовнішнього середовища з газу, оточуючого бульбу. Густина газу в ній отримана з умови ізобарності на контактній розриві між другим і третім компонентами. Спектри іонізуючого випромінювання задавалися з розрахованих нами еволюційних моделей вибуху зовнішнього середовища. Розрахована еволюційна сітка мультикомпонентних низькометалічних моделей з вільними параметрами, що визначають фізичні умови всередині «бульби». Детально проаналізовано вплив наявності «бульби» супервінду на зміну форми спектра іонізуючого випромінювання і на формування потоків в важливих емісійних лініях при низькій металічності.

MULTICOMPONENT SIMULATION OF EMISSION OF LOW-METALLICITY H II REGIONS, by Koshmak I. O., Melekh B. Ya. — Using multi-component photoionization simulation, we investigated the impact of bubble-like structures around starbursts inside low-metallicity H II regions on the ionization spectrum shape and on emission line forming. Radial distribution of density values and other physical parameters of bubble-like structures were taken from Weaver et al. [Weaver R. et al. // Astrophys. J.—1977.—218.— P. 377]. The first and second inner components of such models describe the free expansion zone of superwind from the central starburst region and rarefied hot gas of the cavity thermalized by inverse shock wave, respectively. The gas density and electron temperature distributions into these components are obtained from the solution of the system of equations of continuity and energy transfer including heat conductivity. The third component is a thin shell of high density gas formed from the gas which surround a bubble by direct shock wind wave. The gas density in this component was obtained from isobaric condition at contact discontinuity between the second and third components. Input spectra of the ionizing radiation were obtained from the starburst evolutionary models. The evolution grid of the multicomponent low-metallicity photoionization models with free parameters determining physical conditions inside bubble-like structure was calculated. The impact of bubble-like structure on the ionization

spectrum shape and on the formation of fluxes of important emission lines in low-metallicity case was analysed in details.

ВСТУП

Для фотоіонізаційного моделювання світіння (ФМС) зони Н II навколо спалахів зореутворення важливо якнайбільш точно описати її структуру та задати фізичні параметри таким чином, щоб модель найкраще відтворювала процеси, що відбуваються у реальних зонах Н II. Нижче ми розглядаємо низькометалічні зони Н II навколо спалахів зореутворень. Хімічний склад низькометалічних зон Н II у блакитних компактних карликових галактиках (БККГ) є основою для визначення та уточнення вмісту первинного гелію. Низькометалічність зон Н II у БККГ вказує також на те, що ми спостерігаємо у цих галактиках перші спалахи зореутворення. Діагностика світіння зон Н II, які оточують ці спалахи зореутворення, та аналіз фізичних умов у них можуть дати цінну інформацію про ранні етапи зоряної хімічної еволюції матерії. Тому розробка та побудова детальних фотоіонізаційних моделей світіння (ФМС) зон Н II низької металічності є надзвичайно важливою задачею для сучасної астрофізики.

Звичайні фотоіонізаційні моделі навколо зон Н II у БККГ враховують тільки ті елементарні процеси у небулярній плазмі, які спричинені фотоіонізацією. Такі моделі не можуть відтворити спостережувані потоки в емісійних лініях високого збудження He II 468.6 нм та [Ne V] 342.6 нм. Остання була відкрита у спектрах деяких галактик з зореутворенням у працях [14, 24], де пропонується пояснити наявність цих ліній ударно-хвильовим механізмом збудження.

У наших роботах з оптимізованого фотоіонізаційного моделювання світіння (ОФМС) зон Н II у БККГ було виявлено нестачу квантів лайманівського континууму у діапазоні $\lambda = 22.8 \dots 91.2$ нм [4]. Виникло питання щодо фізичних причин такої нестачі.

Відомо, що масивні О-зорі у ядрах спалахів зореутворень є джерелами більшості іонізаційних квантів, які збуджують світіння навколишнього газу через його фотоіонізацію, а зорі Вольфа — Райє — джерелами потужного зоряного вітру. Такий вітер від багатьох зір може утворювати у навколишньому газі бульбашкоподібні структури, зовнішньою межею яких є фронт ударної хвилі. Ці ударні хвилі, стикаючись всередині компактної області зореутворення, нагрівають газ до температур, значно більших від температур газу, що оточує область зореутворення. Через це від області зореутворення поширюється супервітер, який утворює «супербульбашку» (надалі просто бульбашка або бульбашкоподібна структура), яка у випадку молодих спалахів зореутворення є достатньо компактною для того, щоб уміститися всередині регіонів Н II. Ми вирішили перевірити вплив таких структур на поле іонізаційного випромінювання, що виходить з них у навколишню низькометалічну зону Н II.

У наших роботах [5, 16] ми показали за допомогою мультikomпонентного фотоіонізаційного моделювання (МФМС), що бульбашкоподібні структури, утворені зоряним вітром, можуть при певних умовах утворювати нестачу квантів у розподілах енергії спектру іонізаційного випромінювання, яке збуджує світіння навколишнього регіону Н II. Хоча у роботі [16] густина газу і приймалася різною у кожному з компонентів бульбашки, проте вважалася сталою за об'ємом кожного з компонентів. Складнішими є мультikomпонентні моделі у роботі [5], де ми використали для опису розподілу густини всередині компонентів бульбашки зоряного вітру результати досліджень [26]. Така деталізація розподілу густини у бульбашкоподібних структурах дозволила отримати достовірніші дані про трансформацію енергетичного розподілу іонізаційного випромінювання ядер низькометалічних зон Н II в залежності від розподілу густини у бульбашці та параметрів, що описують Лус-спектр іонізаційного ядра (від області зореутворення).

У роботі [2] ми розраховували мультikomпонентні фотоіонізаційні моделі зони Н II з бульбашкоподібною структурою всередині для широкого діапазону металічностей. Такі бульбашкоподібні структури, згідно з [26], включають в себе внутрішню область, де вітер вільно розлітається, гарячу каверну, що є джерелом теплового випромінювання з температурою близько мільйона кельвін, і відносно тонкий шар високої концентрації, утворений ударною хвилею зоряного вітру з навколишнього газу. Структура та еволюція різних видів бульбашок залежить від швидкості зоряного вітру, віку зореутворення та параметрів міжзоряного середовища. Теорія бульбашкоподібних структур та їхнє моделювання навколо зір різних типів та класів детально вивчається у роботах [10, 15, 21]. Ми використовуємо модель бульбашки з роботи [26]. У роботі [2] ми використовуємо, крім розподілу густини, ще й температурний розподіл всередині бульбашки, отриманий в роботі [26]. Це дозволило нам знехтувати припущенням про енергетичний баланс у внутрішніх компонентах бульбашки, яке робилось у попередніх моделях для визначення електронної температури, що, у свою чергу, дало основу для опису виникнення додаткових квантів випромінювання у компонентах (головно каверні) бульбашки. Також ми додали компонент незбуреного зоряним вітром газу, що оточує бульбашку. Крім того, ми використовуємо еволюційні залежності спектру іонізаційного випромінювання від області зореутворення, пораховані для різних металічностей.

Нижче ми використовуємо підхід до розрахунку МФМС, розроблений у нашій роботі [2]. Однак тут ми концентруємо увагу на низькометалічних зонах Н II, використовуючи при цьому декремент між вмістом різних хімічних елементів, отриманий попередньо у інших дослідженнях для цих об'єктів за допомогою діагностичних методів у поєднанні з іонізаційно-корекційними множниками, отриманими спеціально для низькометалічних зон Н II. Ми також відтворюємо спосте-

режувані значення інтенсивностей емісійних ліній високого збудження. Відносний хімічний вміст важких елементів у наших МФМС є неоднорідним за компонентами. У центральних компонентах вміст важких елементів може бути більшим від такого ж вмісту у зовнішніх компонентах. Така відмінність може зумовлюватися вітром від області зореутворення, який збагачує внутрішні компоненти важкими елементами.

СТРУКТУРА БУЛЬБАШКИ І ФОТОІОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЗОНИ Н ІІ

Центральними джерелами іонізації зон Н ІІ є зорі в області зореутворення. Зоряні вітри від кожної з зір утворює у міжзоряному газі всередині області зореутворення ударні хвилі, які, стикаючись між собою, нагрівають його до мільйонів градусів. Велика різниця температур газу всередині спалаху зореутворення та зореутворення, що оточує спалах, спричиняє до експансії гарячого газу в навколишній простір. Швидкість експансії гарячого газу може досягати надзвукової в навколишньому незбуреному газі. У результаті виникає ударна хвиля супервітру від області зореутворення і зворотна ударна хвиля, яка формує суперкаверну. Таким чином утворюється структура, аналогічна до тієї, яка виникає при дії звичайного зоряного вітру [26], тільки на інших просторових масштабах. Каверна супервітру також повинна випромінювати теплове випромінювання, ефективна температура якого може сягати понад мільйон кельвін. Враховуючи складну структуру околив спалахів зореутворення, у даній роботі були пораховані чотирікомпонентні моделі:

- 1) перший компонент — супервітер, що вільно розлітається від області зореутворення;
- 2) другий компонент — гарячий розріджений газ каверни супервітру (суперкаверни);
- 3) третій компонент є тонким шаром високої густини, стисненим ударною хвилею супервітру;
- 4) четвертий компонент є «звичайною», незбуреною супервітром, зоною Н ІІ.

Кожен компонент є окремою фотоіонізаційною моделлю у припущенні сферичної симетрії. Фотоіонізація у кожному із компонентів відбувається фотонами як прямого, так і дифузного іонізаційного випромінювання. При цьому дифузний компонент розраховувався у наближенні outward only.

У першому компоненті, найближчому до області зореутворення, спектр лайманівського континууму (так званий Лус-спектр) визначався за допомогою програми Starburst99 [19]. Попередньо розраховувались еволюційні сітки спалаху зореутворення при загальній фіксованій масі зір $10^5 M_{\odot}$ та показнику степеня функції початкових мас 2.3.

До моделювання були включені зорі з масами від $1M_{\odot}$ до $150M_{\odot}$; використовувалися еволюційні треки Падова (<http://pleiadi.pd.astro.it/>) для металічностей 0.0004 і 0.004; використовувалась модель вітру Маедера; початковий час — 1 млн років, кінцевий — 10 млн років з кроком 0.5 млн років. Сітка базується на моделях зоряних атмосфер Паулдраха/Хіллера; мікротурбулентна швидкість в атмосферах червоних надгігантів, яка використовувалася для розрахунку близького ІЧ-спектру, прийнята рівною 3 км/с. Процес зореутворення вважався спалаховим (всі зорі виникають у початковий момент часу), що характерно для областей зореутворення у низькометалічних зонах Н ІІ у БККГ. Загальна кількість іонізаційних квантів Q_{ion} , що випромінюється областю зореутворення за 1 с, залежить від віку спалаху зореутворення.

Програма розрахунку нашої сітки мультикомпонентних ФМС інтерполювала згадані вище результати з метою отримання Лус-спектру для даного віку. Для розрахунків фотоіонізаційних моделей використано програму Cloudy 08.00 [11], яку ми модифікували з метою реалізації мультикомпонентного моделювання.

Програма Cloudy 08.00 також дозволяє використовувати в фотоіонізаційному моделюванні пил, наявність якого враховувалася у моделюванні світіння третього та четвертого компонентів. У перших двох компонентах через високі розрідженість та температуру газу шанс «виживання» пилинок є нехтувано малим. Розподіл пилинок, як і в Cloudy 08.00, брався з роботи [20]. Для моделювання міжзоряного середовища використовувалася, за замовчуванням, суміш силікатного та карбонатного типу з відповідним базовим хімічним складом елементів:

$$\text{C:O:Mg:Si:Fe} = 13.9 \cdot 10^{-6} : 6.56 \cdot 10^{-6} : 1.64 \cdot 10^{-6} : 1.64 \cdot 10^{-6} : 1.64 \cdot 10^{-6}.$$

Цей вміст пилу змінювався відповідно до зміни металічності. Сітка 4-компонентних ФМС має такі вільні параметри:

- вік t спалаху зореутворення — від 1 до 10 млн років;
- темп M_w втрати маси у випадку спалаху зореутворення — від 10^{-5} до $10^{-3}M_{\odot}/\text{рік}$;
- швидкість зоряного вітру $200 \leq v_w \leq 2000$ км/с);
- густина навколишнього середовища $1 \leq n_0 \leq 1000$ см $^{-3}$;
- хімічний вміст у третьому і четвертому компонентах;
- хімічний вміст у першому і другому компонентах.

За базовий (у третьому і четвертому компонентах) для більшості хімічних елементів приймався хімічний склад, рекомендований на Медонській і Лексингтонській конференціях [11, 12, 22] для розрахунку фотоіонізаційної моделі стандартної області Н ІІ:

$$\begin{aligned} \text{H} : \text{He} : \text{C} : \text{O} : \text{Mg} : \text{Si} : \text{Cl} = \\ = 1 : 0.1 : 2.19 \cdot 10^{-4} : 3.31 \cdot 10^{-4} : 10^{-8} : 10^{-8} : 10^{-7}. \end{aligned}$$

На відміну від роботи [2], тут для задання хімічного вмісту Ne/H,

S/H, Ar/H, Fe/H ми використовували апроксимаційні вирази для залежності вмістів цих елементів від вмісту O/H, отримані нами з аналізу даних [14, 24]:

$$\begin{aligned} \lg(\text{Ne}/\text{H}) &= -13.111 + 1.04386(12 + \lg(\text{O}/\text{H})), \\ \lg(\text{S}/\text{H}) &= -15.1246 + 1.19493(12 + \lg(\text{O}/\text{H})), \\ \lg(\text{Ar}/\text{H}) &= -14.0134 + 0.944189(12 + \lg(\text{O}/\text{H})), \\ \lg(\text{Fe}/\text{H}) &= -12.9805 + 0.901744(12 + \lg(\text{O}/\text{H})). \end{aligned} \quad (1)$$

Ми збільшували загальну металічність у перших двох компонентах відносно металічності зовнішніх компонентів, оскільки відносний вміст важких елементів у безпосередній близькості до зір (у каверні супервітру) мав би бути значно більшим, ніж у незбуреній частині зони Н II. Відмінність металічностей може бути зумовлена тим, що процес перемішування газу від зір (зоряний вітер) і вибухів наднових, який збагачений важкими елементами, з низькометалічним газом у зовнішній частині зони Н II є повільнішим, ніж поширення іонізаційного фронту. Така відмінність може бути значною для малого віку спалаху зореутворення, а також після 3-4 млн років еволюції спалаху зореутворення, коли вибухають наднові.

Металічність розраховувалась з виразу

$$Z = \frac{Z_a}{1 - 4(\text{He}/\text{H}) \frac{Z_a}{Z_a}},$$

$$Z_a = 12 \frac{\text{C}}{\text{H}} + 14 \frac{\text{N}}{\text{H}} + 16 \frac{\text{O}}{\text{H}} + 20 \frac{\text{Ne}}{\text{H}} + 24 \frac{\text{Mg}}{\text{H}} + 28 \frac{\text{Si}}{\text{H}} + 32 \frac{\text{S}}{\text{H}} + 35.5 \frac{\text{Cl}}{\text{H}} + 40 \frac{\text{Ar}}{\text{H}} + 56 \frac{\text{Fe}}{\text{H}}.$$

Для кожної моделі вміст C/H, O/H, Mg/H, Si/H та Cl/H змінювався шляхом множення на фіксований коефіцієнт відповідного базового хімічного складу. Вміст Ne/H, S/H, Ar/H та Fe/H визначався для кожного із значень O/H за допомогою виразів (1). Значення $\lg(\text{He}/\text{H})$ приймалось рівним -1.08 . Відомо, що в областях Н II немає однозначної відповідності між вмістами кисню та вмістом азоту. Відповідно ми будували моделі з різними значеннями вмісту азоту при кожному фіксованому значенні вмісту кисню. У зоні Н II із заданим вмістом кисню вміст азоту коливається у межах, котрі встановлені на основі даних про реальні зони Н II, у спектрах яких виміряні авроральні лінії (вміст кисню і азоту визначені достатньо надійно за допомогою класичного T_e -методу). З аналізу даних [23] у роботі [6] було зроблено висновок, що в діапазоні $7.3 < 12 + \lg(\text{O}/\text{H}) < 8.2$ при кожному фіксованому значенні вмісту кисню величина $\lg(\text{N}/\text{O})$ змінюється в діапазоні від -1.7 до -1.3 , а для $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.2$ — у діапазоні від -1.78 до -1.08 .

Таким чином, ми отримали можливість відслідковувати еволюційно-можливість трансформації енергетичного розподілу Лус-спектру в процесі його проходження через компоненти бульбашки зоряного вітру.

**МУЛЬТИКОМПОНЕНТНЕ МОДЕЛЮВАННЯ КАВЕРНИ
ЗОРЯНОГО ВІТРУ**

Для опису фізичних умов всередині бульбашки ми використовуємо модель [26]. Температуру і швидкість розширення у першому компоненті вважаємо постійними і рівними

$$T_1 = 44000 n_0^{2/35} (\dot{M}_6 v_{2000}^2)^{8/35} t_6^{6/35} \text{ [К]}, \quad v_1 = v_w \text{ [км/с]},$$

де $\dot{M}_6 = \dot{M}_w / 10^6$, $v_{2000} = v_w / 2000$, $t_6 = t / 10^6$.

Концентрація у першому компоненті рахувалася згідно з [8]:

$$n_1(r) = \frac{\dot{M}_w}{4 r^2 1.44 m_H v_w} \text{ [см}^{-3}\text{]},$$

де r — відстань від спалаху зореутворення, m_H — маса атома водню.

Згідно з роботою [26] другий компонент обмежений внутрішнім та зовнішнім радіусами R_1 і R_2 :

$$R_1 = 5.7 \dot{M}_6^{0.3} n_0^{0.3} v_{2000}^{0.1} t_6^{0.4} \text{ [пк]},$$

$$R_2 = 27 \dot{M}_6^{0.2} n_0^{0.2} v_{2000}^{0.4} t_6^{0.6} \text{ [пк]}.$$

Фізичні умови вздовж радіуса другого компонента, згідно з [1, 26], задаються розв'язком системи рівнянь неперервності та переносу випромінювання з урахуванням теплопровідності:

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d} ({}^2 u) = \frac{u}{d} \frac{d}{d} \frac{22}{21}, \tag{2}$$

$$\frac{1}{2} \frac{d}{d} {}^2 \frac{5/2}{d} = \frac{3}{2} \frac{u}{d} \frac{d}{d} \frac{13}{35}.$$

Тут i і u — безрозмірні електронна температура та швидкість розширення бульбашки, що є функціями від безрозмірної радіальної координати $\xi = r / R_2(t)$ [26]. Ця система розв'язується при таких граничних умовах:

— при відстані від центра туманності R , яка прямує до R_2 , температура прямує до нуля, тобто $T = 0$ при $\xi = 1$;

— при малих значеннях R ($R \rightarrow R_1$) потік енергії прямує до $L_w = 0.5 \dot{M}_w v_w^2$, де L_w — значення потоку енергії, який надходить від зоряного вітру у другий компонент;

— потік маси через сферу з постійним радіусом r прямує до нуля при $\xi = 0$. Це відповідає припущенню про те, що газ третього компонента дає основний вклад у масу другого компонента.

Чисельні розв'язки цієї системи диференціальних рівнянь отримано як із заданням граничних умов на внутрішній межі другого компонента (R_1), так і на зовнішній (R_2), і «зшивався» на перетині цих розв'язків (див. рис. 1).

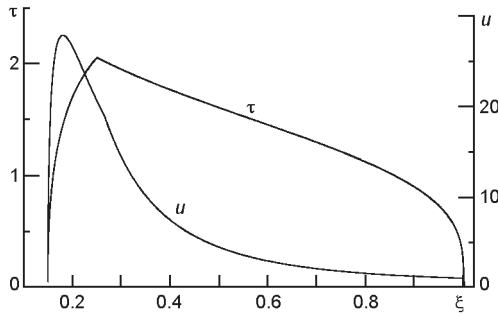


Рис. 1. Чисельні розв'язки системи диференціальних рівнянь (2)

Таким чином, домноживши розподіли i і u на відповідні множники, взяті з [1, 26], ми отримаємо розподіли температури та швидкості розширення у другому компоненті, а також, з урахуванням його ізобарності, концентрації, залежні від вільних параметрів: $T_2 = TF$ — електронна температура у другому компоненті, $v_2 = VF$ і u [см/с] — швидкість розширення у другому компоненті, $n_2 = DF$ (1/) [см⁻³] — концентрація у другому компоненті за умови ізобарності, p — тиск у другому компоненті, де

$$TF = 9.65 \cdot 10^5 n_0^{2/35} (\dot{M}_6 / v_{2000}^2)^{8/35} t_6^{6/35},$$

$$VF = (3/5)R_2 / t, \quad DF = p / (k TF),$$

$$p = \frac{7}{3850} (0.5 \dot{M}_6 v_{2000}^2)^{2/5} (1.44 n_0 m_H)^{3/5} t^{4/5}.$$

Для кожної конкретної моделі ці залежності перемасштабовувалися для відповідних значень R_1 та R_2 .

Електронна температура у третьому і четвертому компонентах визначалась під час розрахунку їхніх ФМС на основі припущення про енергетичний баланс.

Концентрація n_s газу в тонкому шарі високої густини визначалась з умови ізобарності на контактному розриві між другим і третім компонентами. Зовнішній радіус третього компонента визначався під час розрахунку моделей при досягненні ним маси M_c з виразів

$$M_c = M_2 + M_1,$$

$$M_2 = \frac{4}{3} 1.44 m_H R_2^3 n_0^2 \frac{n_s}{n_s - n_0},$$

$$M_1 = \int_0^t \dot{M}_b dt,$$

$$\dot{M}_b = \frac{16}{25} \frac{0.62 m_H}{k} 12 \cdot 10^6 T_b^{5/2} R_2 \left(1 - \frac{n_0}{n_s}\right)^{1/3},$$

$$T_b = 1.6 \cdot 10^6 n_0^{2/35} (\dot{M}_6 v_{2000}^2)^{8/35} t_6^{6/35}.$$

Тут M_2 — маса газу, виметеного прямою ударною хвилею, M_1 — маса

газу, який випарувався з третього компонента у другий, \dot{M}_b — темп втрати маси третього компонента через випаровування у другий компонент, T_b — температура поблизу центра другого компонента з [8].

РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ

Для порівняння результатів нашого моделювання з даними спостережень реальних низькометалічних зон Н II були проаналізовані спектри зон Н II у БККГ з праці [24]. У результаті було встановлено нижню та верхню межі відношень інтенсивностей ліній He II 468.6 нм та [Ne V] 342.6 нм до інтенсивності лінії H : $0.0021 < F_{468} / F < 0.0738$, $0.0027 < F_{342} / F < 0.0072$. Тому для подальшого аналізу результатів мультикомпонентного моделювання низькометалічних зон Н II використовувались тільки ті моделі, які дають значення відносних інтенсивностей цих ліній у вищезгаданих межах. Також з усіх результатів МФМС зони Н II з бульбашкою вибиралися лише ті моделі, в яких концентрація газу у третьому компоненті є більшою за концентрацію у четвертому компоненті.

Лус-спектри, отримані на виході з компонентів, представлено графічно у вигляді EPS-файлів, які розміщено в архіві http://physics.lnu.edu.ua/depts/KAF/personal/Lyc_lowmetal.tar.gz

Ці результати можна поділити на декілька типів при різних значеннях внутрішньої та зовнішньої металічностей. Тут ми представляємо і аналізуємо лише по одному результату з кожного такого типу.

У таблиці приведено значення металічності Z_{12} у перших двох компонентах (внутрішня металічність), металічності Z_{34} у третьому та четвертому компонентах (зовнішня металічність), їхнього відношення Z_{12} / Z_{34} , металічності зір Z_{SB99} , яка використовується для розрахунку вхідного Лус-спектру від центральної області зореутворення за допомогою програми Starburst99. Ця програма не передбачає інтерполяції металічності, тому для зовнішньої металічності бралися найближчі з пропонуваніх у Starburst99 значень. Наведено також значення вмісту кисню $12 + \lg(\text{O}/\text{H})$ у зовнішніх компонентах, і значення вільних параметрів, при яких реалізуються відповідні типи трансформації форми Лус-спектру.

Перший тип. На рис. 2, а показано типовий випадок, коли не спостерігається нестачі квантів (завалів у спектрі) за лайманівською межею (оскільки перший компонент є зоною вільного розльоту зоряного вітру, він не впливає на форму Лус-спектру лише зменшує кількість квантів на виході, тому на цьому та наступних рисунках перший компонент не приводиться). Бачимо лише зменшення кількості квантів при проходженні через різні компоненти бульбашки. У даному випадку утворюється протяжна каверна з низькою густиною у всіх компонентах, а тому трансформація Лус-спектру не спостерігається.

Результати мультикомпонентного моделювання

Тип	Z_{12}	Z_{34}	Z_{12}/Z_{34}	Z_{SB99}	$12 + \lg(O/H)$	$t, 10^6$ р.	v_w	$\lg M_w$	n_0, cm^{-3}	F_{468} / F	F_{342} / F
1	0.00028	0.00028	1	0.0004	7.2	3	200...2000	-4...-3	1...10	0.0022...0.0025	-
1	0.0009	0.0009	1	0.0004	7.7	3	200...2000	-4...-3	1...10	0.0024...0.0028	-
1	0.0031	0.0031	1	0.004	8.2	1	200...2000	-5...-3	10...100	0.0025...0.0072	-
2						10	2000	-3	300		
1	0.0015	0.00028	5	0.0004	7.2	3	200...2000	-5...-3	1...10	0.0022...0.0025	-
1	0.0047	0.0009	5	0.0004	7.7	3	200...2000	-5...-3	1...10	0.0024...0.0028	-
1	0.02	0.0031	7	0.004	8.2	1,4	200...2000	-4	1...10	0.0037...0.018	-
2						10	2000	-3	300		
1	0.0028	0.00028	10	0.0004	7.2	2,3	200...2000	-5...-3	1...10	0.0022...0.071	-
2						10	2000	-3	300	-	0.0044
1	0.01	0.0009	11	0.0004	7.7	1,3	200...2000	-5...-3	1...100	0.0024...0.0028	-
2						10	2000	-3	300		
1	0.05	0.0031	16	0.004	8.2	1,4	200...2000	-4	1...10	0.003...0.007	-
2						10	2000	-3	300		
1	0.017	0.00028	61	0.0004	7.2	2,3	200...2000	-5...-3	1	0.0024...0.0068	-
1	0.09	0.0009	100	0.0004	7.7	1,3	200...2000	-5...-3	1...10	0.0022...0.018	-
2						10	2000	-3	300		
1	0.44	0.0031	142	0.004	8.2	2,4	200...2000	-4	1...10	0.0021...0.06	-
2						10	2000	-3	300		
1	0.044	0.00028	157	0.0004	7.2	2,3	200...2000	-5...-3	1	0.0021...0.0036	-
2						10	2000	-3	300		
1	0.24	0.0009	267	0.0004	7.7	3	200...2000	-5...-3	1...10	0.0022...0.012	-
2						10	2000	-3	300		
1	0.74	0.0031	239	0.004	8.2	2...4	200...2000	-4	1...10	0.0023...0.071	-
2						10	2000	-3	300		
						3	200	-4	10		0.0047...0.0048
1	0.71	0.00028	2536	0.0004	7.2	3	200...2000	-5...-3	1...10	0.0021...0.03	-
2						8, 10	2000	-5, -3	1, 300		
1	0.96	0.0009	1067	0.0004	7.7	1...3, 5, 8, 9	200...2000	-5...-3	1...400	0.0022...0.066	-
2						8, 10	200...2000	-3	1, 300		
						2, 3, 5	200...2000	-5...-3	1...100		0.0028...0.0031
1	0.99	0.0031	319	0.004	8.2	1...3, 5...8	200...2000	-5...-3	1...200	0.0022...0.06	-
2						10	2000	-3	300		
						1...3	200...2000	-5...-3	1...100		0.003...0.0052

Другий тип. На рис. 2, б показано типовий випадок, коли третій компонент формує «завали» у Лус-спектрі за лайманівською межею. У цьому випадку при значеннях параметрів моделей, наведених у таблиці для типу 2, отримуємо компактно, повністю сформовану каверну, обмежену зовні тонким стисненим шаром високої густини. Як бачимо, за певних умов такий шар дійсно спричинює зміну форми спектра лайманівського континууму, призводячи до появи так званих спектральних завалів у діапазоні довжин хвиль $\lambda = 91.2...50.4$ нм (1...1.8 Ry). Фізична причина виникнення таких завалів зумовлена особливістю енергетичної залежності ефективних перерізів фотоіонізації для водневоподібних іонів, які мають різкий максимум біля потенціалу іонізації, що швидко спадає із збільшенням енергії фотонів. Оскільки довжина вільного пробігу фотона в середовищі з концентрацією n визначається як $l = 1/(n\sigma)$, то у випадку проходження крізь тонкий шар високої густини кванти з енергією, близькою до потенціалу іонізації,

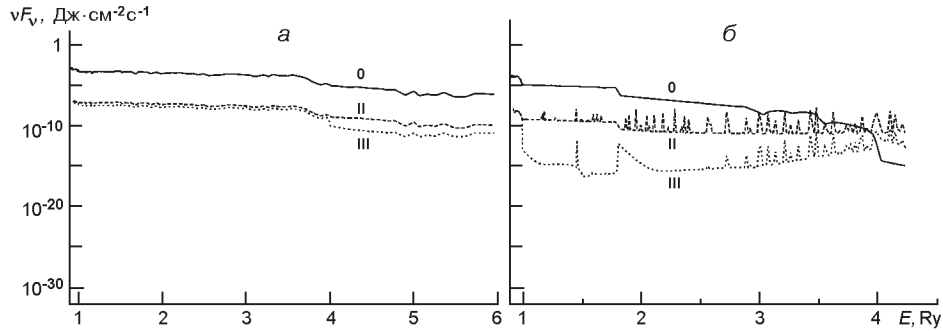


Рис. 2. Приклади результатів моделювання проходження Лус-квантів крізь бульбашку навколо спалаху зореутворення для двох типових випадків: *a* — коли немає суттєвої трансформації Лус-спектру ($t = 3$ млн р., $v_w = 200$ км/с, $\lg M_w = -3$, $n_0 = 1$ см $^{-3}$, $R_1 = 55.81$ пк, $R_2 = 82.72$ пк), *б* — коли наявна суттєва трансформація Лус-спектру ($t = 10$ млн р., $v_w = 2000$ км/с, $\lg M_w = -3$, $n_0 = 300$ см $^{-3}$, $R_1 = 20.55$ пк, $R_2 = 136.75$ пк). Криві 0, II, III — спектри вхідний та на виході з відповідних компонентів

будуть більш ефективно поглинатися, ніж кванти з вищими енергіями, більшість з яких проникатимуть у навколишню, не збурену вітром, зовнішню частину зони Н II.

Як видно із таблиці, значення F_{468} / F та F_{342} / F зі збільшенням внутрішньої і зовнішньої металічності збільшуються.

Під час пошуку ОФМС [4] використовуються потоки у спостережуваних емісійних лініях, більшість з яких мали б формуватися у четвертому компоненті (незбуреній зоряним вітром частині зони Н II). Через це отриманий з ОФМС оптимальний розподіл енергії у спектрі іонізаційного випромінювання визначався у нашому теперішньому представленні для четвертого компонента (на її внутрішньому радіусі). Але внутрішній радіус четвертого компонента збігається з зовнішнім радіусом бульбашки. Тому ОФМС має давати нам спектр іонізаційного випромінювання, форма якого вже змінена структурою бульбашки зоряного вітру. З іншого боку, лінії високого збудження He II 468.6 нм та [Ne V] 342.6 нм мали б формуватися всередині бульбашки, оскільки для їхнього виникнення небулярне середовище повинно мати дуже високу температуру.

Порівняння металічностей показало, що лінії низького збудження (зокрема H) формуються у четвертому, не збуреному зоряним вітром компоненті (рис. 3, *a*, *б*). Із зростанням віку формується протяжна бульбашка (об'єм якої стає сумірним з об'ємом четвертого компонента), фізичні умови в якому наближаються до умов у звичайній зоні Н II. Також бачимо, що із збільшенням металічності зменшується температура всередині бульбашки, і температура у третьому компоненті стає близькою до температури у четвертому (рис. 4). Таким чином, з віком внесок третього компонента стає важливим у лініях низького збудження (більшість інтенсивно світяться при $T = 10...25$ кК). Зі збільшенням зовнішньої металічності зменшується роль четвертого компонента у формуванні ліній низького збудження (див. рис. 3, *в*), а

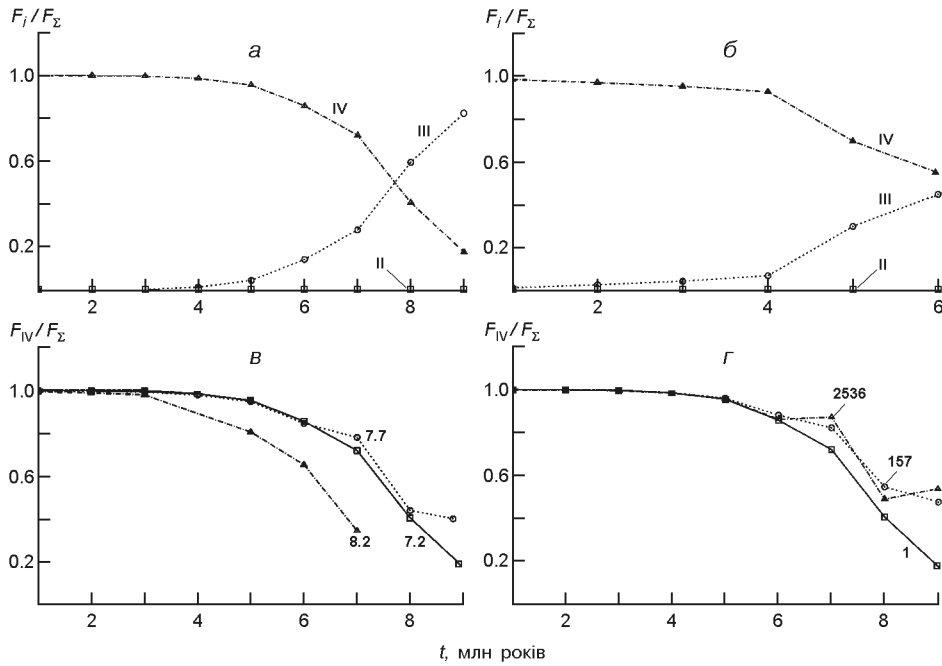


Рис. 3. Вікові зміни внесків компонентів у спостережуваний потік F лінії Н : а — для компонентів II, III, IV при найнижчих значеннях внутрішньої і зовнішньої металічності ($v_w = 200$ км/с, $\lg M_w = -3$, $n_0 = 1$ см $^{-3}$, $Z_{12}/Z_{34} = 1$, $12 + \lg(O/H) = 7.2$), б — те ж при найвищих значеннях внутрішньої і зовнішньої металічності ($Z_{12}/Z_{34} = 319$, $12 + \lg(O/H) = 8.2$), в — для четвертого компонента при трьох значеннях $12 + \lg(O/H) = 7.2, 7.7, 8.2$ (числа біля кривих), г — те ж для трьох значень $Z_{12}/Z_{34} = 1, 157, 2536$

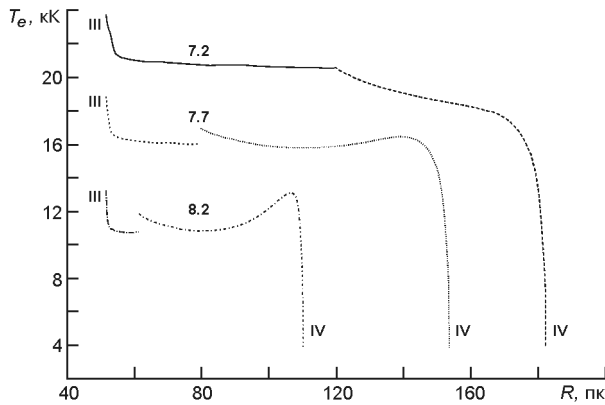


Рис. 4. Значення електронної температури третього і четвертого компонентів при максимальній внутрішній металічності для $t = 3 \cdot 10^6$ р., $12 + \lg(O/H) = 7.2, 7.7, 8.2$; $v_w = 200$ км/с, $\lg M_w = -3$, $n_0 = 10$ см $^{-3}$

зі збільшенням внутрішньої металічності (у I та II компонентах) спостерігаємо протилежну ситуацію (рис. 3, г).

Лінії високого збудження He II 468.6 нм та [Ne V] 342.6 нм, на відміну від інших емісійних ліній, формуються всередині бульбашки. Це демонструють, зокрема, залежності, зображені на рис. 5, а, б, з яких видно, що лінія He II 468.6 нм формується у третьому компоненті, тобто в тонкому шарі високої густини, хоча з часом роль в її формуванні перебирає на себе другий компонент. Зі збільшенням зовнішньої металічності роль третього компонента спочатку збільшується, проте

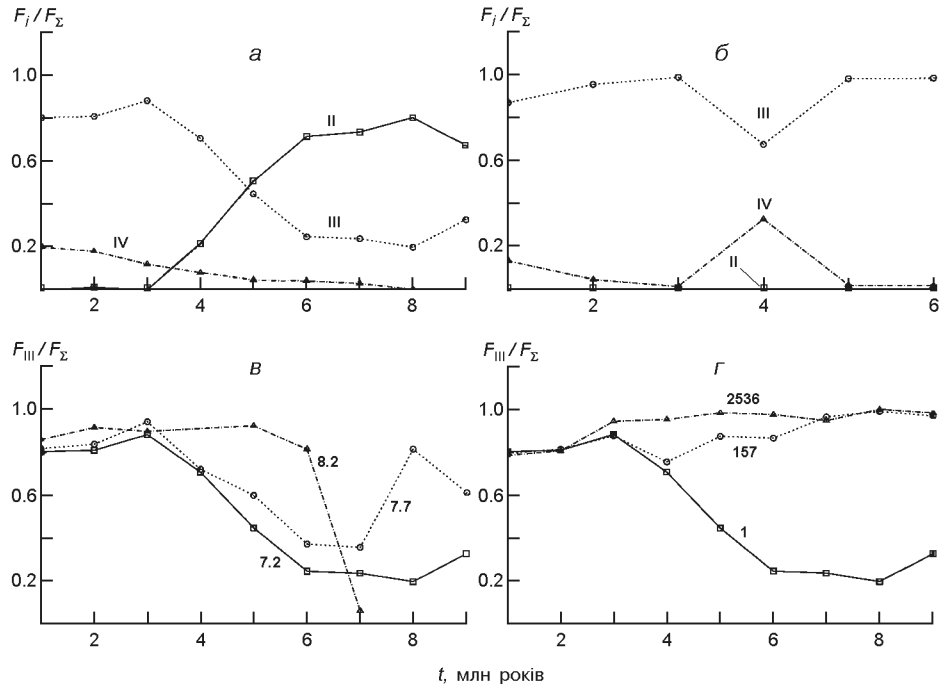


Рис. 5. Вікові зміни внесків компонентів у спостережуваний потік F лінії $\text{Ne II } 468.6 \text{ nm}$: a — для компонентів II, III, IV при найнижчих значеннях внутрішньої і зовнішньої металічностей ($v_w = 200 \text{ km/s}$, $\lg M_w = -3$, $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$, $Z_{12}/Z_{34} = 1$, $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2$), $б$ — те ж при найвищих значеннях внутрішньої і зовнішньої металічностей ($Z_{12}/Z_{34} = 319$, $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.2$), $в$ — для третього компонента при трьох значеннях $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2, 7.7, 8.2$, $г$ — те ж для трьох значень $Z_{12}/Z_{34} = 1, 157, 2536$

при значенні $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.2$ — різко зменшується (див. рис. 5, в); зі збільшенням внутрішньої металічності бачимо збільшення потоку в лінії $\text{Ne II } 468.6 \text{ nm}$ у третьому компоненті (рис. 5, г).

Лінія $[\text{Ne V}] 342.6 \text{ nm}$ (рис. 6, а, б) формується у другому компоненті (гаряча каверна зоряного вітру), і, як бачимо з рис. 6, в, г, значення потоку в лінії $[\text{Ne V}] 342.6 \text{ nm}$ у другому компоненті зі збільшенням внутрішньої чи зовнішньої металічності залишається практично незмінним.

Іон Ne^+ має потенціал іонізації 4 Ry , а Ne^{4+} — 7.1 Ry , тому формування ліній високого збудження відбувається в основному в «гарячшому» другому компоненті, а ліній іона з меншим потенціалом іонізації — у третьому.

Для оцінки впливу наявності бульбашки на відношення між інтенсивностями ліній, які використовуються для діагностики фізичних умов в областях Н II, було проведено порівняння залежності від віку потоку в лінії Н, відносної інтенсивності лінії $[\text{O III}]500.7/\text{H}$, діагностичних співвідношень $[\text{O III}]500.7/[\text{O III}]436.3$ та $[\text{S II}]671.7/[\text{S II}]673.1$, а також параметра збудження туманності $P = [\text{O III}]495.9, 500.7/([\text{O II}]372.7, 372.9 + [\text{O III}]495.9, 500.7)$, отриманих із низькометалічних моделей.

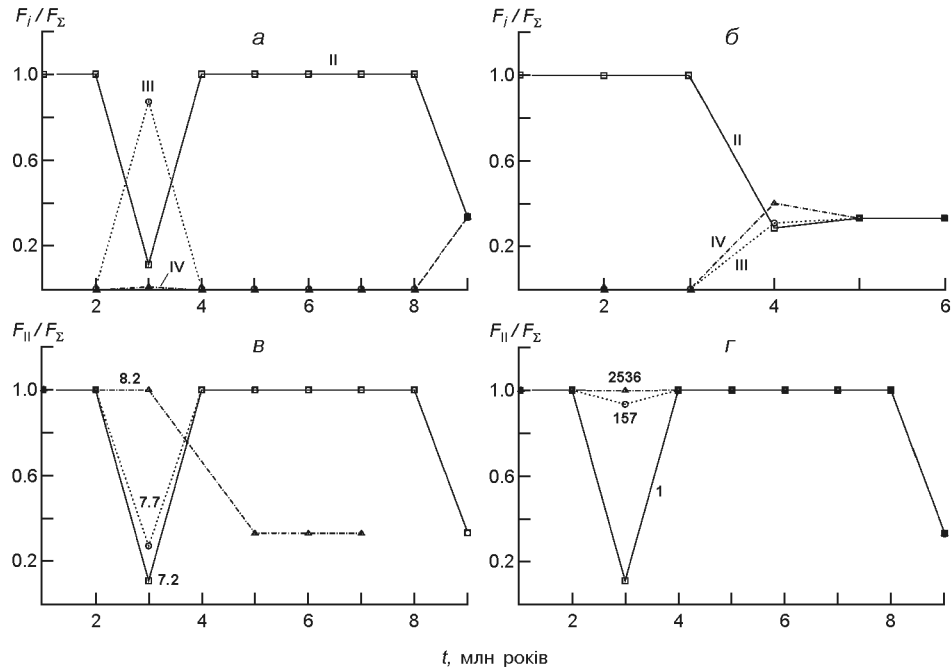


Рис. 6. Вікові зміни внесків компонентів у спостережуваний потік F лінії $[\text{Ne V}] \ 342.6 \text{ nm}$: a — для компонентів II, III, IV при найнижчих значеннях внутрішньої і зовнішньої металічностей ($v_w = 200 \text{ km/s}$, $\lg M_w = -3$, $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$, $Z_{12} / Z_{34} = 1$, $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2$), $б$ — те ж при найвищих значеннях внутрішньої і зовнішньої металічностей ($Z_{12} / Z_{34} = 319$, $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.2$), $в$ — для другого компонента при трьох значеннях $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2, 7.7, 8.2$, $г$ — те ж для трьох значень $Z_{12} / Z_{34} = 1, 157, 2536$

Огляд залежності від віку потоку в лінії H показує, що зі збільшенням зовнішньої металічності зменшується значення потоку (рис. 7, a), що пояснюється збільшенням оптичної товщини для іонізаційного випромінювання через високий вміст важких елементів. Проте за найбільшого значення Z_{12} / Z_{34} після 6 млн років ситуація стає протилежною (рис. 7, $б$), оскільки, як це видно з рис. 4, розмір четвертого компонента при однакових зовнішніх металічностях збільшується із збільшенням внутрішньої металічності, а отже, збільшується і потік у лінії H . Збільшення об'єму четвертого компонента пов'язане із збільшенням кількості іонізаційних квантів, які входять в неї з внутрішніх компонентів. Розподіл температури у другому компоненті у наших моделях не залежить від металічності, оскільки, як було сказано вище, цей розподіл брався із гідродинамічної моделі бульбашки. Збільшення металічності при однаковій температурі призводить до збільшення кількості вільних електронів, що за даних умов збільшує кількість фотонів, які виникають внаслідок вільно-вільних переходів і рекомбінацій. Тому, як видно із рис. 7, $в$, $г$, при збільшенні внутрішньої металічності поступово збільшується значення потоку в лінії H .

Еволюційна залежність відносної інтенсивності $[\text{O III}]500.7/\text{H}$ при збільшенні зовнішньої металічності показує нам збільшення потоку (рис. 8, a , $б$), лише при найменшому значенні Z_{12} / Z_{34} у поєднанні

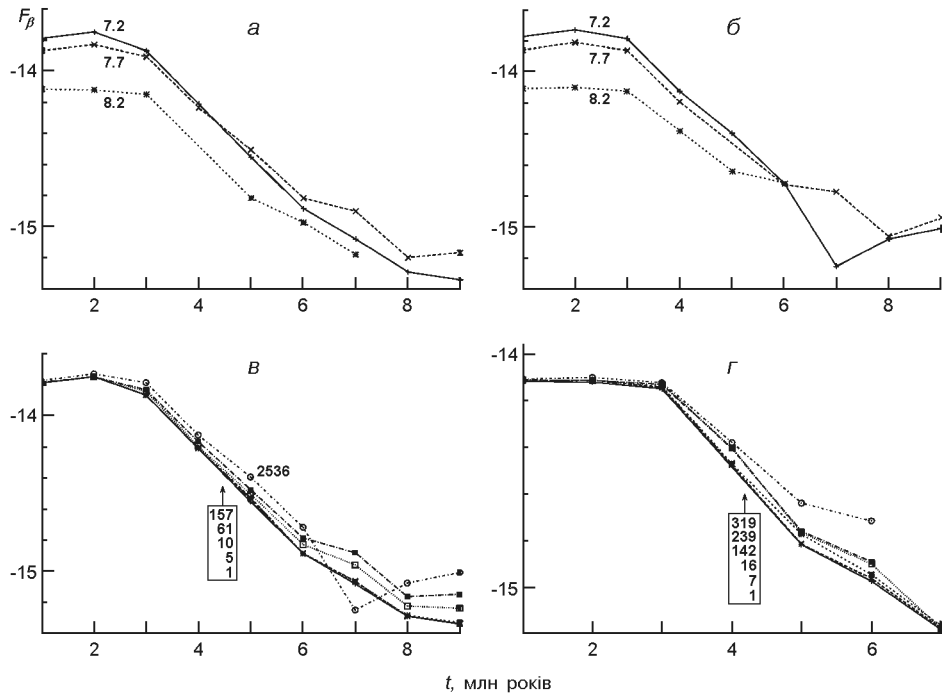


Рис. 7. Вікові зміни потоку F в лінії H : а — при різних значеннях $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2, 7.7, 8.2$ (числа біля кривих) для $Z_{12}/Z_{34} = 1$, б — те ж при найвищих значеннях Z_{12}/Z_{34} , в — для $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2$ та різних значень Z_{12}/Z_{34} (числа біля кривих), г — те ж для $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.2$. Інші параметри: $v_w = 200$ км/с, $\lg M_w = -3$, $n_0 = 1$ см⁻³

з найбільшим прийнятним значенням $12 + \lg(\text{O}/\text{H})$ у зовнішніх компонентах після 4 млн років бачимо різке падіння, що пояснюється зникненням масивних зір (основних джерел іонізаційних квантів), які вибухають як наднові. Для даного випадку спостерігається чутливість $[\text{O III}]500.7/\text{H}$ до появи наднових (маємо ріст $[\text{O III}]500.7/\text{H}$ на проміжку 3-4 млн років перед згаданим вище падінням після 4 млн років). Зі збільшенням внутрішньої металічності значення потоку поступово зростає (рис. 8, в, г).

Для еволюційних залежностей діагностичних співвідношень $[\text{O III}]500.7/[\text{O III}]436.3$ та $[\text{S II}]671.7/[\text{S II}]673.1$ характерне збільшення значень зі збільшенням зовнішньої металічності (рис. 9, а, б та 10, а, б), та зменшення значень зі збільшенням внутрішньої металічності (рис. 9, в, г та 10, в, г). Більші значення $[\text{O III}]500.7/[\text{O III}]436.3$ відповідають меншим значенням $T_e(\text{O}^{2+})$, тобто з рис. 9, а, б ми отримали очевидний висновок, що із збільшенням металічності небулярного середовища зменшується його електронна температура. Зменшення значення $[\text{O III}]500.7/[\text{O III}]436.3$ із збільшенням внутрішньої металічності (рис. 9, в, г) зумовлене збільшенням кількості іонізаційних квантів, які входять у четвертий компонент (див. вище аналіз потоків у лінії H). Більші значення $[\text{S II}]671.7/[\text{S II}]673.1$ відповідають меншим значенням електронної концентрації n_e , тобто з рис. 10, а, б ми отримали очевидний висновок, що із збільшенням металічності небуляр-

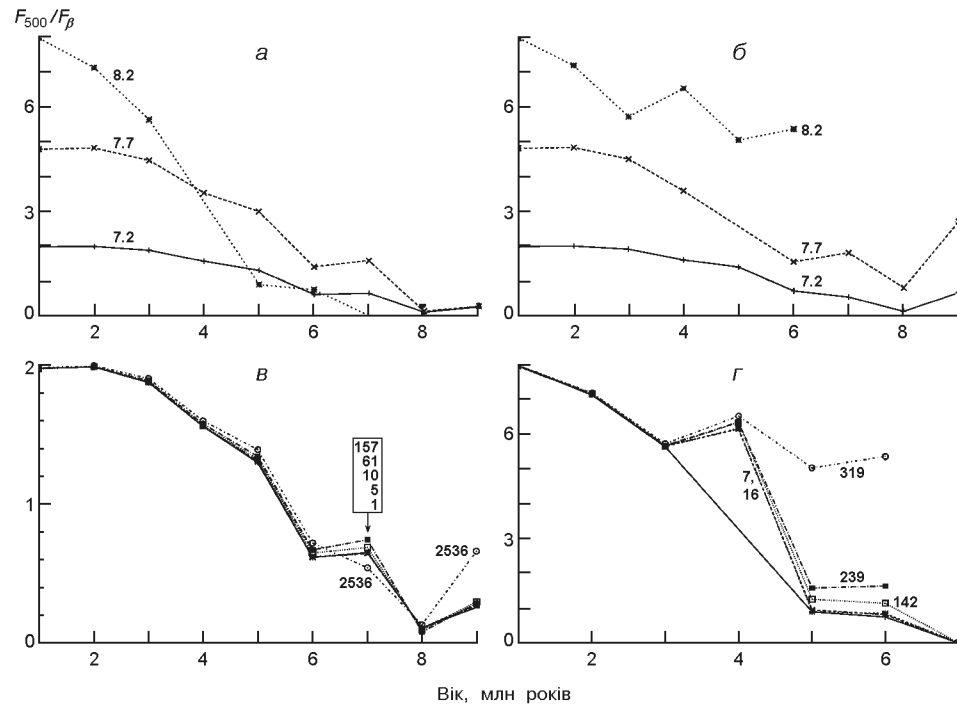


Рис. 8. Те ж для ліній [О Ш]500.7/Н

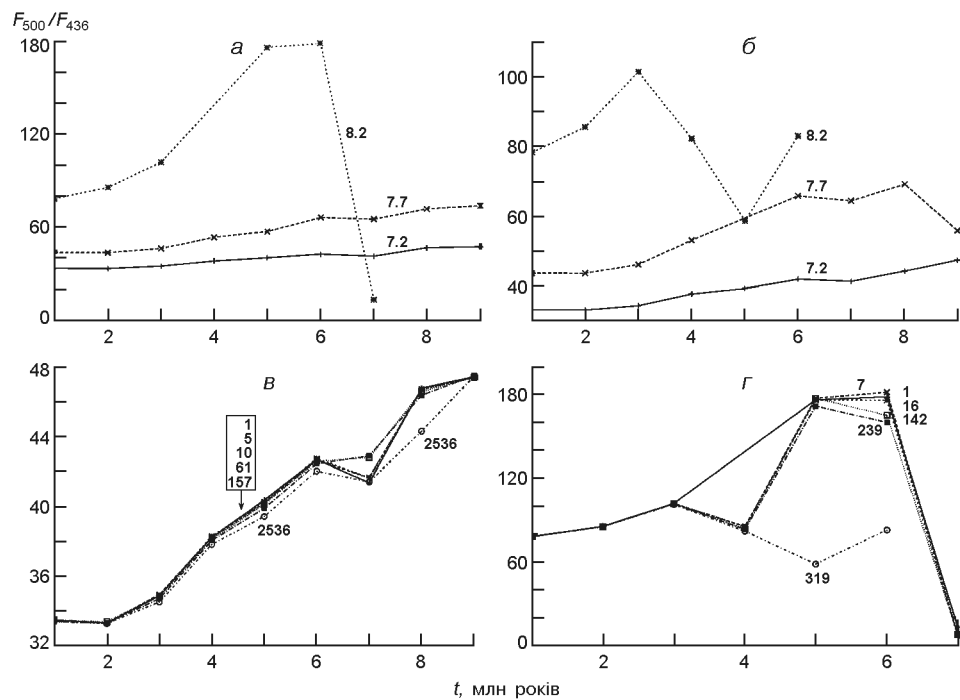


Рис. 9. Те ж для ліній [О Ш]500.7/[О Ш]436.3

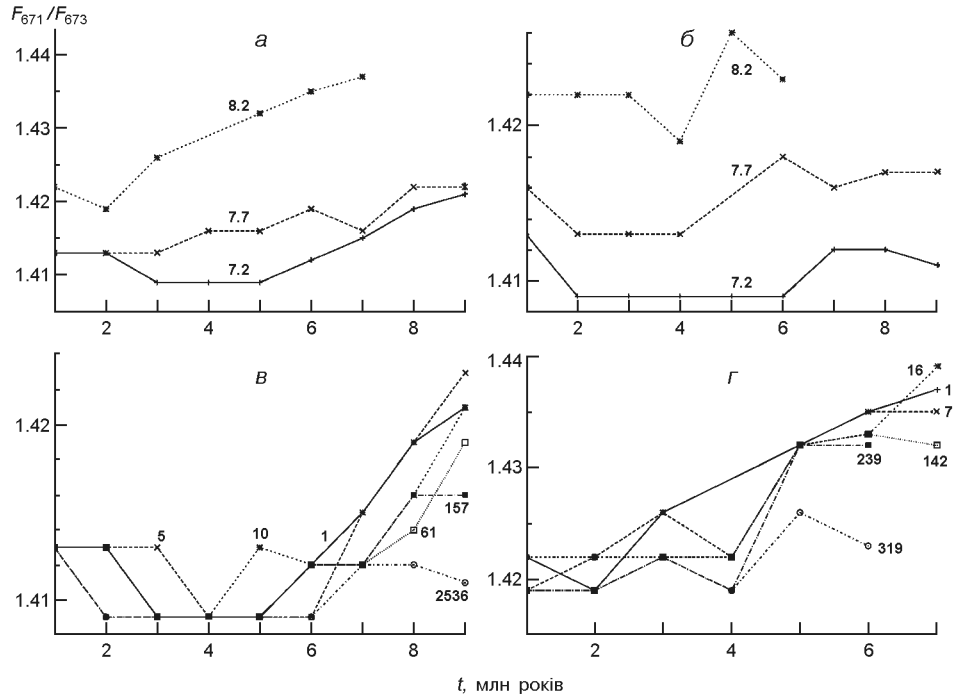


Рис. 10. Те ж для ліній [S II]671.7/[S II]673.1

ного середовища зменшується значення n_e . Зменшення значення [S II]671.7/[S II]673.1 із збільшенням внутрішньої металічності (рис. 10, в, г) також зумовлене збільшенням кількості іонізаційних квантів, які входять у четвертий компонент.

На фоні попереднього аналізу цілком очікуваною виглядає поведінка значення параметра збудження (рис. 11, а), який зі збільшенням зовнішньої металічності зменшується. Певні розбіжності спостерігаються лише при найвищих значеннях Z_{12}/Z_{34} та $12 + \lg(O/H)$ (рис. 11, б), а при збільшенні внутрішньої металічності — збільшується (рис. 11, в, г).

З віком унаслідок дії гідродинамічних нестійкостей фронт прямої ударної хвилі фрагментуватиме, і бульбашкоподібні структури скоріш за все зникатимуть. Також після вибухів наднових гідродинамічна структура може почати відхилятися від прийнятої у наших моделях. Тому достовірність отриманих результатів зменшується із збільшенням віку спалаху зореутворення. У наших наступних роботах ми плануємо розрахувати сітку мультикомпонентних ФМС. Вона базуватиметься на втратах маси, які видають моделі спалахів зореутворення з різними характеристиками. Результати такої сітки ФМС будуть використані для виводу нових виразів для іонізаційно-корекційних множників, за допомогою яких ми плануємо уточнити хімічний склад зон H II у БККГ і, відповідно, вміст первинного гелію.

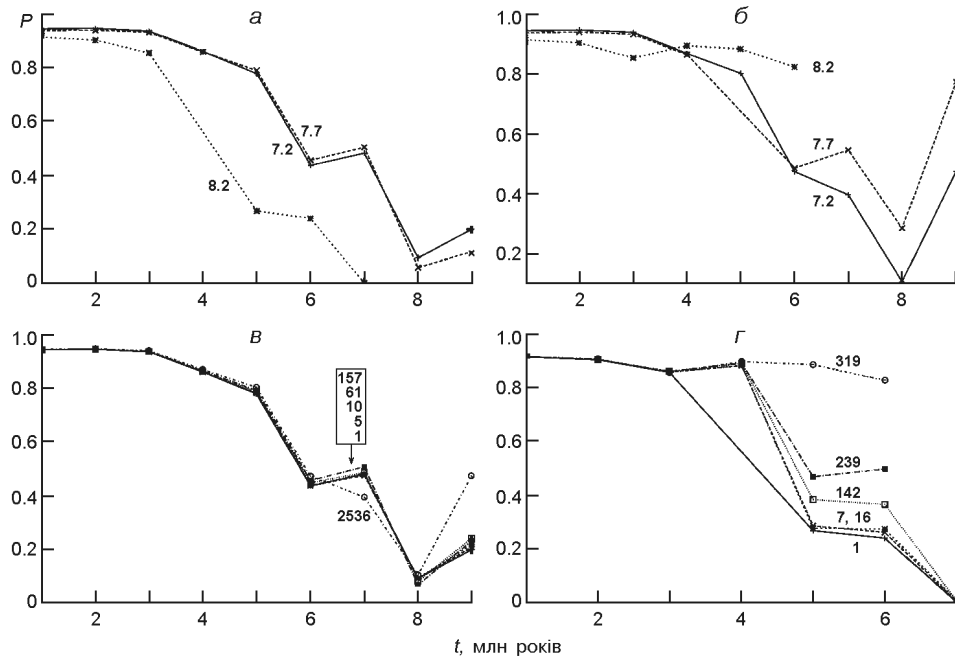


Рис. 11. Те ж для параметра збудження туманності $P = [O\ III]495.9,500.7 / ([O\ III]372.7,372.9 + [O\ III]495.9,500.7)$

ВИСНОВКИ

Досліджувався вплив бульбашкоподібних структур всередині зон Н II у низькометалічному діапазоні на форму спостережуваного Лус-спектру та на формування емісійного лінійчатого спектру. Навколо молодих спалахів зореутворення можуть утворюватися так звані бульбашки, оточені тонким шаром високої густини. Такий шар може трансформувати Лус-спектр та формувати спектральні «завали» в енергетичному діапазоні 1...4 Ry. Тому для детального фотоіонізаційного моделювання областей Н II необхідно враховувати трансформацію спектру лайманівського континууму під час проходження квантів, а саме, включати у моделювання тонкий шар високої густини.

Застосовуючи МФМС зон Н II, ми розрахували фізичні умови у бульбашкоподібних структурах та проаналізували їхній вплив на Лус-спектр за різних умов. При цьому розподіли температури та густини газу у зонах вільного поширення вітру та у каверні задавалися апроксимаційними формулами з моделі Уївера та ін. [26]. Така деталізація розподілу густини дала змогу отримати достовірніші, ніж у попередніх роботах, дані про трансформацію енергетичного розподілу іонізаційного випромінювання ядер низькометалічних зон Н II залежно від розподілу густини у «бульбашці» та параметрів, що описують Лус-спектр іонізаційного ядра (області зореутворення).

Вільними параметрами сітки МФМС були: вік спалаху зореутворення, темп втрати маси спалаху зореутворення, швидкість зоряного вітру, густина навколишнього середовища та хімічний вміст.

Зрозуміло, що спостережувані потоки в емісійних лініях оптичного діапазону чутливі до наявності пилу. Тому ми включили пилові складові, характерні для околиць спалахів зореутворення, у мультикомпонентні ФМС.

Одним з основних завдань роботи було пояснити виникнення у спостережуваних спектрах низькометалічних зон Н ІІ ліній високого збудження He II 468.6 нм та [Ne V] 342.6 нм. Тому для аналізу результатів мультикомпонентного низькометалічного моделювання використовувались тільки ті моделі, які дають значення відносних інтенсивностей вищезгаданих ліній у межах: $0.0021 \leq F(\text{He II } 468.6)/F(\text{H } \gamma) \leq 0.0738$, $0.0027 \leq F([\text{Ne V}] 342.6)/F(\text{H } \gamma) \leq 0.0072$, отриманих з аналізу

результатів спостережень [24]. Таким чином, моделі дають відносні інтенсивності в діапазоні спостережуваних значень. Також з усіх результатів МФМС зони Н ІІ з «бульбашкою» вибиралися лише ті моделі, в яких концентрація газу у третьому компоненті є більшою за концентрацію у четвертому компоненті.

Результати сітки МФМС поділено на декілька типів при різних значеннях металічності та проаналізовано особливості кожного з цих типів результатів. Особливу увагу приділено типам результатів, у яких виникають «завали» у спектрі іонізаційного випромінювання. Фактично наявність таких «завалів» свідчить про фізичність Лус-спектрів, отриманих під час розрахунку ОФМС зон Н ІІ у БККГ [3, 4].

Виявлено, що емісійні лінії низького збудження формуються у четвертому, не збуреному зоряним вітром компоненті. Із зростанням віку спалаху зореутворення формується протяжна бульбашка (об'єм якої стає сумірним з об'ємом четвертого компонента), фізичні умови в якій наближаються до умов у звичайній зоні Н ІІ.

Як і очікувалося, лінії високого збудження, He II 468.6 нм та [Ne V] 342.6 нм, формуються всередині бульбашки. Це зумовлено високими температурами у другому та третьому компонентах, що забезпечують наявність достатнього вмісту іонів високої стадії іонізації, а також розглянуто вплив зміни внутрішньої та зовнішньої металічностей на їхнє формування.

Зроблено порівняльний аналіз залежності від віку та зміни внутрішньої та зовнішньої металічностей потоку у лінії H γ , відносної інтенсивності [O III]500.7/H γ та важливих діагностичних співвідношень між емісійними лініями [O III]500.7/[O III]436.3 і [S II]671.7/[S II]673.1, та параметра збудження туманності $P = [\text{O III}]495.9, 500.7/([\text{O II}]372.7, 372.9 + [\text{O III}]495.9, 500.7)$ для низькометалічних моделей.

Роботу виконано в рамках держбюджетної фундаментальної науково-дослідної теми ФА-87Ф Міністерства освіти і науки, молоді та спорту України, номер Держреєстрації 0111U001087.

1. Бочкарев Н. Г., Жеков С. А. Рентгеновское излучение некоторых туманностей, образованных звездным ветром // Астрон. журн.—1990.—67.—С. 274—292.

2. Кошмак І. О., Мелех Б. Я. Моделювання світіння зони Н II, що містить бульбашкоподібну структуру // Кинематика и физика небес. тел.—2013.—**29**, № 6.— С. 3—19.
3. Мелех Б. Я. Оптимізоване фотойонізаційне моделювання світіння зони Н II у блакитній компактній карликовій галактиці SBS 0335-052 // Журн. фіз. дослід.—2007.—**11**.—С. 353—365.
4. Мелех Б. Я. Двостадійне оптимізоване моделювання світіння зони Н II у блакитній компактній карликовій галактиці SBS 0335-052 // Журн. фіз. дослід.—2009.—**13**.—С. 3901-1— 3901-16.
5. Мелех Б. Я., Кошмак І. О., Козел Р. В. Вплив бульбашкоподібних структур, утворених зоряним вітром, на поле йонізуючого випромінювання в небулярних об'єктах // Журн. фіз. дослід.—2011.—**15**.—С. 3901—3908.
6. Мелех Б. Я., Пилюгин Л. С., Корытко Р. И. Соответствие между интенсивностями сильных эмиссионных линий в спектре области Н II и ее химическим составом // Кинематика и физика небес. тел.—2012.—**28**, № 4.—С. 56—75.
7. Bresolin F., Schaerer D., Gonzalez Delgado R. M., et al. A VLT study of metal-rich extragalactic H II regions. I. Observations and empirical abundances // Astron. and Astrophys.—2005.—**441**.—P. 981—997.
8. Castor J., McCray R., Weaver R., et al. Interstellar bubbles // Astrophys. J.—1975.—**200**.—P. L107—L110.
9. Davidson K. On photoionization analyses of emission spectra of quasars // Astrophys. J.—1977.—**218**.—P. 20—32.
10. Dyson J. E., Williams D. A. Physics of the interstellar medium. — New York: Wiley, 1997.—165 p.
11. Ferland G. J. Hazy, a brief introduction to Cloudy. — University of Kentucky, Physics Department Internal Report.—2008.—200.—<http://www.nublado.org>
12. Ferland G., Binette L., Contini M., et al. The Lexington Benchmarks for Numerical Simulations of Nebulae // The analysis of emission lines / Eds R. Williams, M. Livio. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995.—P. 83—96.—(Space Telescope Science institute Symposium Series).
13. Gutierrez L., Beckman J. E. The galaxy-wide distributions of mean electron density in the H II regions of M 51 and NGC 4449 // Astrophys. J.—2010.—**710**.—P. L44—L48.
14. Izotov Y. I., Thuah T. X., Lipovetsky V. A. The primordial helium abundance from a new sample of metal deficient blue compact galaxies // Astrophys. J.—1994.—**435**.—P. 647—667.
15. Koo B. C., McKee C. F. Dynamics of wind bubbles and superbubbles. I. Slow winds and fast winds. II. Analytic theory // Astrophys. J.—1992.—**388**.—P. 93—126.
16. Kozel R. V., Melekh B. Ya. Photoionization modelling of H II region with stellar wind bubble inside // YSC'16 Proc. of Contributed Papers.—2009.—P. 37—41.
17. Lanz T., Hubeny I. A grid of non-LTE line-blanketed model atmospheres of O-Type stars // Astrophys. J. Suppl. Ser.—2003.—**146**.—P. 417—441.
18. Lanz T., Hubeny I. A Grid of NLTE Line-blanketed model atmospheres of early B-type stars // Astrophys. J. Suppl. Ser.—2007.—**169**.—P. 83—104.
19. Leitherer C., Schaerer D., Goaldader J. D., et al. Starburst 99: Synthesis models for galaxies with active star formation // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1999.—**123**.—P. 3—40.
20. Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H. The size distribution of interstellar grains // Astrophys. J.—1977.—**217**.—P. 425—433.

21. *Mellema G.* The interaction of stellar winds with their environment: Theory and modeling // *Astrophys. and Space Sci.*—1998.—**260**.—P. 203—213.
22. *Pequignot D. (ed.)* Proceedings of the Workshop on Model Nebulae held at Observatoire de Meudon, July 8—19, 1985. — Paris: Observatoire de Paris, 1986.—376 p.
23. *Pilyugin L. S., Vilchez J. M., Thuan T. X.* New improved calibration relations for the determination of electron temperatures and oxygen and nitrogen abundances in H II regions // *Astrophys. J.*—2010.—**720**.—P. 1738—1751.
24. *Thuah T. X., Izotov Y. I.* High-ionization emission in metal-deficient blue compact dwarf galaxies // *Astrophys. J.*—2005.—**161**.—P. 240—270.
25. *Vallee J. P.* Interstellar magnetic bubbles // *Astrophys. J.*—1993.—**419**.—P. 670—673.
26. *Weaver R., McCray R., Castor J., et al.* Interstellar bubbles. II. Structure and evolution // *Astrophys. J.*—1977.—**218**.—P. 377—395.
27. *Zaritsky D., Kennicutt R. C., Huchra J. P.* H II regions and the abundance properties of spiral galaxies // *Astrophys. J.*—1994.—**420**.—P. 87—109.

Стаття надійшла до редакції 03.06.13