

РОЛЬ ПИЛУ ПІД ЧАС МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ЗОНИ НІІ, ЩО МІСТИТЬ БУЛЬБАШКОПОДІБНУ СТРУКТУРУ

І. О. Кошмак, Б. Я. Мелех

*Кафедра астрофізики Львівського національного університету імені Івана Франка,
вул. Кирила і Мефодія 8, Львів, 79005, Україна,
e-mail: {ihorkoshmak, bmelekh}@gmail.com*

(Отримано 04 липня 2013 р.; в остаточному вигляді – 13 листопада 2013 р.)

Представлено метод мультикомпонентного фотойонізаційного моделювання зони НІІ навколо області зореутворення. Для задання радіальних розподілів густини газу у внутрішніх компонентах “бульбашки” (зоні вільного розльоту супервітру та каверні), швидкості руху газових шарів та температури в них використано модель Уівера та ін. (1977). Зовнішні компоненти наших моделей описують тонкий шар газу високої густини, утворений ударною хвилею зоряного супервітру з навколишнього газу, та “звичайну” зону НІІ відповідно. Спектри йонізуючого випромінювання задавали з розрахованих попередньо еволюційних моделей типових спалахів зореутворення. Обчислено дві еволюційні сітки мультикомпонентних моделей за наявності і, відповідно, без урахування пилу, що визначають фізичні умови всередині “бульбашки”. Зроблено порівняльний аналіз результатів їх розрахунку. Зокрема проаналізовано вплив “бульбашки” зоряного вітру на зміну форми спектра йонізуючого випромінювання та на формування потоків у важливих емісійних лініях, відповідно, з і без урахування пилових зерен.

Ключові слова: області НІІ, блакитні компактні карликові галактики, фотойонізаційні моделі світіння.

PACS number(s): 98.58.Hf, 98.52.Wz, 98.54.Ep, 98.56.Wm

І. ВСТУП

Для фотойонізаційного моделювання світіння (ФМС) зони НІІ навколо спалахів зореутворення важливо якнайточніше описати її структуру та задати фізичні параметри так, щоб модель найкраще відтворювала процеси, що відбуваються в реальних зонах НІІ. У цій статті ми розглядаємо зони НІІ околиць спалахів зореутворень у широкому діапазоні металічності ($0.00028 \leq Z \leq 0.0031$). Хімічний склад низькометалічних зон НІІ у блакитних компактних карликових галактиках (БККГ) є основою для визначення та уточнення вмісту первинного гелію. Високометалічні зони НІІ у спіральних галактиках є добрими індикаторами розподілу важких хімічних елементів уздовж диска, а отже їхній хімічний склад є базисом для побудови теорій хемодинамічної еволюції цього типу галактик. Розуміння деталей розподілу речовини та перенесення йонізуючого випромінювання в неоднорідних зонах НІІ дозволить уточнити як фізичні характеристики останніх, так і хімічний склад у них. Тому розробка та побудова детальних фотойонізаційних моделей світіння зон НІІ різної металічності є надзвичайно важливими для сучасної астрофізики.

У цій праці ми аналізуємо вплив включення пилових зерен у мультикомпонентне моделювання їх світіння на результати такого моделювання.

На початку 30-х років ХХ ст., завдяки працям американського астрофізика Роберта Трюмплера, установлено, що основний внесок у міжзоряне поглинання робить міжзоряний пил, маса якого становить лише 0.1%–0.5% від повної маси Галактики. На 1 см^3 міжзоряного середовища в середньому припадає один атом газу, а одна пилова частинка — приблизно на

10^{8-14} см^3 газу. Розмір пилинок сягає від 0.01 до 1.0 мкм. Вони утворюються налипанням атомів і молекул різних хімічних елементів при низьких температурах. Залежно від переважаючого хемічного елемента в складі пилинки вони можуть бути графітовими, карбонатними, силікатними, залізними чи навіть утвореними із замерзлої води. Пилінки починають своє формування у верхніх шарах атмосфер надгігантів пізніх спектральних класів. Потім зоряний вітер переносить їх у міжзоряне середовище, де під дією низьких температур на їхнє ядро намерзають атоми й молекули [5]. Пилінки всередині зони НІІ впливають на енергетичний баланс та на перенос випромінювання. За межами зони йонізації в нейтральному газі пилинки активно поглинають і розсіюють фотони з оптичного діапазону, у якому найчастіше спостерігаються зони НІІ та інші туманності. Пилінки світяться (перевипромінюють) в інфрачервоному діапазоні. Через це врахування наявності пилинок під час моделювання світіння небулярних об'єктів є необхідним для забезпечення адекватності моделі.

У наших роботах з оптимізованого фотойонізаційного моделювання світіння (ОФМС) зон НІІ у БККГ виявлено нестачу квантів лайманівського континууму в діапазоні довжин хвиль $\lambda 91.2 - 22.8 \text{ нм}$ (див. напр. [21]). Постає питання щодо фізичних причин такої нестачі.

Відомо, що масивні О–В зорі в ядрах спалахів зореутворень є джерелами потужного зоряного вітру. Такий вітер від багатьох зір може утворювати в навколишньому газі бульбашкоподібні структури, які, у випадку молодих спалахів зореутворення, є достатньо компактними для того, щоб уміститися всередині НІІ регіонів. Ми вирішили перевірити вплив таких структур

тур на поле йонізуючого випромінювання, що виходить із них у навколишню зону НІІ.

У більшості з попередніх праць із фотойонізаційного моделювання низькометалічних зон НІІ не враховували можливих внутрішніх структур, утворених зоряним вітром. Такі бульбашкоподібні структури, згідно з [29], включають внутрішню область, де вітер вільно розлітається, гарячу каверну, що є джерелом теплового випромінювання з температурою близько мільйона градусів Кельвіна, і відносно тонкий шар високої концентрації, утворений ударною хвилею зоряного вітру з навколишнього газу.

Структура та еволюція різних видів так званих “бульбашок” залежить від швидкості зоряного вітру, віку зореутворення та параметрів міжзоряного середовища. Теорію бульбашкоподібних структур та їхнє моделювання навколо зір різних типів та класів докладно вивчали у працях [9, 14, 23]. Більшість із цих моделей є деталізацією еволюційних фаз “бульбашки”, описаних у праці [29], залежно від того, навколо якого об’єкта вона розширюється (білий карлик, зорі типу WR, O–B зорі тощо) і в якому середовищі (міжзоряний газ різної густини). Тому в нашій праці ми використовуємо модель “бульбашки” з праці [29].

У наших попередніх працях [15, 22] ми показали за допомогою мультикомпонентного фотойонізаційного моделювання (МФМС), що бульбашкоподібні структури, утворені зоряним вітром, можуть при певних умовах утворювати нестачу квантів у розподілах енергії спектра йонізуючого випромінювання, яке збуджує світіння навколишнього НІІ регіону. У праці [15] густину газу, хоча і приймали різною в кожній із компонент “бульбашки”, проте вважали сталою за об’ємом кожної з компонент. Складнішими є мультикомпонентні моделі у праці [22], де ми використали для опису розподілу густини всередині компонент “бульбашки” зоряного вітру результати досліджень [29]. Така деталізація розподілу густини в бульбашкоподібних структурах дала змогу отримати достовірніші дані про трансформацію енергетичного розподілу йонізуючого випромінювання ядер низькометалічних зон НІІ залежно від розподілу густини в “бульбашці” та параметрів, що описують Лус-спектр йонізуючого ядра (від області зореутворення).

Також ми ввели в наше моделювання пилові зерна. Це дало змогу нам ще більше наблизити наші моделі до реальних об’єктів. У цій статті ми порівнюємо наші моделі без пилу і з пилом.

Пилинки формуються з окремих атомів на ранніх стадіях розширення верхніх шарів атмосфери зорі. Інфрачервоні спектри холодних гігантів і супергігантів показують, що такі зорі навколо себе мають пиловий кокон. Верхні шари цих зір холодніші, густі, і речовина перебуває переважно в молекулярному стані. Найбільша концентрація молекул H_2 і CO , і вони мають відносно високу енергію дисоціації. Якщо у верхніх шарах атмосфери зорі середня концентрація атомів кисню буде більшою за концентрацію атомів карбону, тоді майже всі атоми карбону утворять із киснем молекули CO , а решта атомів O увійдуть

в інші молекулярні структури. Графіт й інші структури з карбону (фулерени (C_{60}), молекули поліароматичних вуглеводів (ПАВ), графіт, різні карбонатні кільця, ланцюжки і т. п.) утворяться подібним шляхом тільки тоді, коли зоря насинтезує більше атомів карбону, аніж кисню. Залежно від того, який елемент зоря більше насинтезувала за свою еволюцію, може утворитися карбонатний пил (CO), карбонатний з різними карбонатними структурами (C_{60} , ПАВ, ...) і силікатний (Mg_2SiO_4 і Fe_2SiO_4) [5].

Безпосередня взаємодія газу й пилу полягає в такому: фотоефект від пилових зерен приводить до охолодження пилу та, водночас, до нагрівання газу, а поглинання УФ-фотонів пилом та газопилові зіткнення викликають нагрівання пилу й охолодження газу.

ІІ. СТРУКТУРА “БУЛЬБАШКИ” ТА ФОТОЙОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЗОН НІІ

Центральними джерелами йонізації зони НІІ є зорі в області зореутворення. Але, з іншого боку, вітер навколо кластера зір, частинки якого вириваються в навколишній простір, утворює ударну хвилю. Вона згрібає небулярний газ на своєму шляху, формуючи тонкий шар високої густини [29]. Зворотна ударна хвиля термалізує частинки міжзоряного середовища. У результаті каверна зоряного вітру характеризується тепловим випромінюванням, ефективна температура якого сягає інколи понад мільйон градусів Кельвіна. З урахуванням складної структури околів спалахів зореутворення, в цій роботі обчислено чотирикомпонентні моделі:

1. Перша компонента представляє вітер, що вільно розлітається від кластера зір.
2. Друга компонента є гарячим розрідженим газом каверни зоряного вітру.
3. Третя компонента є тонким шаром високої густини, стиснена ударною хвилею зоряного супервітру.
4. Четверта компонента є “звичайною” зоною НІІ.

Кожна компонента представляє окрему фотойонізаційну модель у припущенні сферичної симетрії. Тому фотойонізація в кожній із компонент спричинена двома видами квантів лайманівського континууму :

- 1) кванти прямого випромінювання від йонізуючого джерела (не поглинуті в попередній компоненті);
- 2) кванти, випромінені в попередній компоненті (дифузне випромінювання).

Поле дифузного йонізуючого випромінювання розраховано в наближенні *outward only*. У першій компоненті, найближчій до області зореутворення, спектр

лайманівського континууму визначається йонізуючим джерелом. Для задання вхідного Лус-спектра ми розраховували еволюційні сітки спалаху зореутворення за допомогою програми Starburst99 ([18]). При цьому загальну фіксовану масу зір приймали рівною $10^5 M_{\odot}$; степінь функції початкових мас приймали рівним 2.3; розглядали зорі від 1 до $150 M_{\odot}$; використовували еволюційні треки Падова (<http://pleiadi.pd.astro.it/>) для таких металічностей: 0.0004, 0.004; була використана модель вітру Маедера; початковий час — 1 млн років, кінцевий — 10 млн років, часовий крок — 0.5 млн років; сітка базується на моделях зоряних атмосфер Паулдраха/Хіллера; мікротурбулентну швидкість в атмосферах червоних надгігантів, яку використовували для розрахунку близького ІЧ-спектра прийнято рівною 3 км/с.

Загальна кількість йонізуючих квантів $Q_{\text{іон}}$, що випромінюється областю зореутворення за 1 с, є залежною від віку спалаху зореутворення. Програма розрахунку нашої сітки мультикомпонентних ФМС ін-

терполовала вказані результати з метою отримання Лус-спектра для цього віку.

Для розрахунків фотойонізаційних моделей використано програму Г. Ферланда Cloudy 08.00 [11], яку ми модифікували для реалізації мультикомпонентного моделювання.

Програма Cloudy 08.00 також дозволяє використовувати у фотойонізаційному моделюванні пил, наявність якого враховували в моделюванні світіння третьої та четвертої компонент. У перших двох компонентах через високі розрідженість та температуру газу шанс “виживання” пилинок є нехтовно малим. Розподіл пилинок за розмірами, як і в Cloudy 08.00, брали з роботи [19]. Мінімальний розмір пилинок — 0.005 мкм, а максимальний — 0.250 мкм.

Для моделювання міжзоряного середовища використовували, за замовчуванням, суміш силікатного та карбонатного типу з відповідним базовим хімічним умістом пилової компоненти зони II:

$$\text{C} : \text{O} : \text{Mg} : \text{Si} : \text{Fe} = 1.39 \times 10^{-5} : 6.56 \times 10^{-6} : 1.64 \times 10^{-6} : 1.64 \times 10^{-6} : 1.64 \times 10^{-6}.$$

Цей уміст пилу змінювався відповідно до зміни металічності, для цього використовували такий множник:

$$\delta = \frac{\text{O}/\text{H}_{\text{mod}}}{3.19 \cdot 10^{-4}}, \text{ де } \text{O}/\text{H}_{\text{mod}} \text{ — уміст оксигену в моделі.}$$

Була обчислена сітка чотирикомпонентних фотойонізаційних моделей із такими вільними параметрами:

- 1) вік спалаху зореутворення (t) (від 1 до 10 млн років);
- 2) темп утрати маси у випадку спалаху зореутворення M_w (від 10^{-5} до $10^{-3} M_{\odot}/\text{рік}$);

- 3) швидкість зоряного вітру v_w (від 200 до 2000 км/с);
- 4) густина навколишнього середовища n_0 (від 1 до 1000 см^{-3});
- 5) хімічний уміст.

Як базовий (у третій і четвертій компонентах) був прийнятий хімічний уміст газового складника зони II, рекомендований на Медонській і Лексингтонській конференціях [10, 11, 24] для розрахунку фотойонізаційної моделі стандартної області II:

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

На відміну від попередньої статті [4], у цій праці для задання хімічного вмісту газового складника зони II Ne/H , S/H , Ar/H , Fe/H ми використовували такі апроксимаційні вирази для залежності вмістів цих елементів від вмісту O/H , отримані з аналізу результатів праць [13] та [26]:

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

Металічність розраховували так:

$$\begin{aligned} Z &= \frac{Z_a}{1 + 4 \frac{\text{He}}{\text{H}} + Z_a}, \\ Z_a &= 12 \frac{\text{C}}{\text{H}} + 14 \frac{\text{N}}{\text{H}} + 16 \frac{\text{O}}{\text{H}} + 20 \frac{\text{Ne}}{\text{H}} + 24 \frac{\text{Mg}}{\text{H}} + 28 \frac{\text{Si}}{\text{H}} \\ &\quad + 32 \frac{\text{S}}{\text{H}} + 35.5 \frac{\text{Cl}}{\text{H}} + 40 \frac{\text{Ar}}{\text{H}} + 56 \frac{\text{Fe}}{\text{H}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Для кожної моделі вміст C/H , O/H , Mg/H , Si/H та Cl/H змінювали множенням на фіксований коефіцієнт відповідного базового хімічного складу. Вміст Ne/H , S/H , Ar/H та Fe/H визначали для кожного зі значень O/H за допомогою виразів 1. Значення

$\lg(\text{He}/\text{H})$ приймали рівним -1.08 . Відомо, що в областях III немає однозначної відповідності між умістами кисню та вмістом нітрогену. Отже, ми будували моделі з різними значеннями вмісту нітрогену при кожному фіксованому значенні вмісту кисню. У зоні III із заданим умістом кисню вміст нітрогену коливається в межах, встановлених на основі відповідних даних по реальних зонах III, у спектрах яких виміряні авроральні лінії і, отже, вміст кисню та нітрогену визначені достатньо надійно за допомогою класичного T_e -методу. Аналізуючи дані з [25], у праці [6] зроблено висновок, що в діапазоні $7.3 \leq 12 + \lg(\text{O}/\text{H}) < 8.2$ при кожному фіксованому значенні вмісту кисню значення $\lg(\text{N}/\text{O})$ змінюється в діапазоні від -1.7 до -1.3 . Для $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.2$, згідно з апроксимаційним співвідношенням із тієї ж праці [6] для залежності N/O від O/H , $\lg(\text{N}/\text{O})$ змінюється в діапазоні від -1.78 до -1.08 .

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

III. МУЛЬТИКОМПОНЕНТНЕ МОДЕЛЮВАННЯ КАВЕРНИ ЗОРЯНОГО ВІТРУ

Беручи до уваги дані з [29], температура і швидкість розширення в першій компоненті є сталими і бралися в нашому моделюванні так:

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

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

Концентрацію в першій компоненті обчислювали, виходячи з [28]: $n_1 = \frac{\dot{M}_w}{4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot 1.44 \cdot m_{\text{H}} \cdot v_w}$ [см⁻³], де r — відстань від спалаху зореутворення, m_{H} — маса атома гідрогену.

Згідно з [29], друга компонента обмежена внутрішнім та зовнішнім радіусами R_1 і R_2 , що визначаються так:

$$R_1 = 5.7 \dot{M}_6^{0.3} n_0^{-0.3} v_{2000}^{0.1} t_6^{0.4} \text{ (пк)}, \quad (3)$$

$$R_2 = 27 \dot{M}_6^{0.2} n_0^{-0.2} v_{2000}^{0.4} t_6^{0.6} \text{ (пк)}. \quad (4)$$

Фізичні умови вздовж радіуса другої компоненти, згідно з [29] та [1], задаються розв'язком системи рівнянь неперервності та переносу випромінювання з урахуванням теплопровідності:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} (\xi^2 u) - \frac{u - \xi}{\tau} \frac{d\tau}{d\xi} = \frac{22}{21}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \tau^{\frac{5}{2}} \frac{d\tau}{d\xi} \right) - \frac{3}{2} \frac{u - \xi}{\tau} \frac{d\tau}{d\xi} = \frac{13}{35}. \quad (6)$$

τ і u — безрозмірні електронна температура та швидкість розширення "бульбашки", що є функціями від безрозмірної радіальної координати $\xi = \frac{r}{R_2(t)}$ [29].

Ця система розв'язується при таких граничних умовах:

- 1) при відстані від центра туманності R , яка прямує до R_2 , температура прямує до нуля, тобто $\tau \rightarrow 0$ при $\xi \rightarrow 1$;
- 2) при малих значеннях R (тобто близьких до внутрішньої межі 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 в другу компоненту;
- 3) потік маси через сферу зі сталим радіусом ξ прямує до нуля при $\xi \rightarrow 0$, що відповідає припущенню про те, що газ третьої компоненти дає основний внесок у масу другої компоненти.

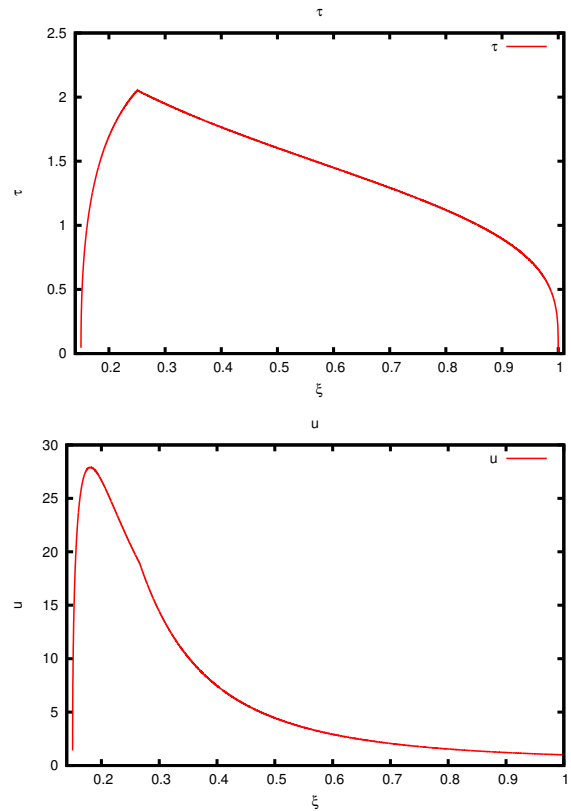


Рис. 1. Чисельні розв'язки системи диференціальних рівнянь (5).

Чисельні розв'язки цієї системи диференціальних рівнянь отримані як із заданням граничних умов на внутрішній межі другої компоненти (R_1), так і на зовнішній (R_2), і "зшивалися" в точці біфуркації (див. рис. 1).

Таким чином, домноживши розподіли τ і u на відповідні множники, взяті з [29] та [1], ми отримуємо розподіли температури, швидкості розширення та концентрації в другій компоненті, залежні від вільних параметрів:

$$T_2 = TF \cdot \tau \text{ [K]} \text{ — електронна температура в другій компоненті, } TF = 9.65 \cdot 10^5 \cdot n_0^{\frac{2}{35}} \cdot (\dot{M}_6 \cdot v_{2000}^2)^{\frac{8}{35}} \cdot t_6^{-\frac{6}{35}};$$

$$v_2 = VF \cdot u \text{ [см/с]} \text{ — швидкість розширення в другій компоненті, } VF = \frac{3}{5} \cdot \frac{R_2}{t}; n_2 = DF \cdot (1/\tau) \text{ [см}^{-3}\text{]}$$

— концентрація в другій компоненті за умови ізобарності, $DF = \frac{p}{k \cdot TF}$, тиск у другій компоненті — $p = (\frac{7}{3850 \cdot \pi})^{\frac{2}{5}} \cdot (0.5 \cdot M_6 \cdot v_{2000}^2)^{\frac{2}{5}} \cdot (1.44 \cdot n_0 \cdot m_H)^{\frac{2}{5}} \cdot (t)^{-\frac{4}{5}}$.

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

Електронну температуру у третій і четвертій компонентах визначали з їхньої ФМС на основі припущення про енергетичний баланс.

Концентрацію газу в тонкому шарі високої густини, n_s , визначали з умови ізобарності на контактному розриві між другою і третьою компонентами. Зовнішній радіус третьої компоненти встановлювали під час розрахунку моделей, при досягненні маси третьої компоненти значення M_c : $M_c = M_2 - M_1$, тут $M_2 = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot 1.44 \cdot m_H \cdot R_2^3 \cdot n_0^2 \cdot n_s / (n_s - n_0)$ — маса газу, виметеного прямою ударною хвилею, а $M_1 = \int_0^t \dot{M}_b dt$ — маса газу, який випарувався з третьої компоненти в другу, де $\dot{M}_b = \frac{16\pi}{25} \frac{0.62 \cdot m_H}{k} \cdot 1.2 \cdot 10^{-6} \cdot T_b^{\frac{5}{2}} \cdot R_2 \cdot (1 - \frac{n_0}{n_s})^{-\frac{1}{3}}$ — темп утрати маси третьої компоненти через випаро-

вування в другу компоненту, тут $T_b = 1.6 \cdot 10^6 n_0^{\frac{2}{35}} \cdot (M_6 \cdot v_{2000}^2)^{\frac{8}{35}} \cdot t_6^{-\frac{6}{35}}$ — температура поблизу центра другої компоненти з [28].

IV. РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ ТА ЇХ АНАЛІЗ

Для порівняння результатів нашого моделювання з даними спостережень реальних низькометалічних зон НII були проаналізовані спектри зон НII у БККГ з праці [26]. У результаті встановлено верхню межу значень відносних інтенсивностей ліній HeII $\lambda 468.6$ нм та [NeV] $\lambda 342.6$ нм: $I(\text{HeII } 468.6)/I(\text{H}\beta) \lesssim 0.0738$, $I([\text{NeV}] 342.6)/I(\text{H}\beta) \lesssim 0.0072$. Тому для подальшого аналізу результатів мультикомпонентного моделювання низькометалічних зон НII використовували тільки ті моделі, які дають значення відносних інтенсивностей цих ліній не більші за згадані вище межі.

Металічність	1 тип (без пилу)	1 тип (з пилом)	2 тип (без пилу)	2 тип (з пилом)
$Z = 0.00028$ $Z(\text{SB99}) = 0.0004$ $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2$	$t = 1 - 7$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1 - 200$ см ⁻³	$t = 1 - 7$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1 - 100$ см ⁻³	$t = 6 - 10$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1, 300$ см ⁻³	$t = 7 - 10$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1, 300$ см ⁻³
$Z = 0.0009$ $Z(\text{SB99}) = 0.0004$ $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.7$	$t = 1 - 7$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1 - 10$ см ⁻³	$t = 1 - 7$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1 - 100$ см ⁻³	$t = 6, 8 - 10$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1, 300$ см ⁻³	$t = 6, 8 - 10$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1, 300$ см ⁻³
$Z = 0.0031$ $Z(\text{SB99}) = 0.004$ $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 8.2$	$t = 1 - 6$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1 - 200$ см ⁻³	$t = 1 - 6$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1 - 100$ см ⁻³	$t = 7, 8, 10$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1, 300$ см ⁻³	$t = 7, 8, 10$ млн років $v_w = 200 - 2000$ км/с $\lg \dot{M}_w = -5 \div -3$ $n_0 = 1, 300$ см ⁻³

Таблиця 1. Результати мультикомпонентного моделювання зміни Лус-спектра під час його проходження крізь “бульбашку” зоряного вітру в моделюванні без пилу та з пилом.

Усі результати мультикомпонентного моделювання зміни Лус-спектра під час його проходження крізь “бульбашку” зоряного вітру були отримані за умови, що концентрація третьої компоненти більша за концентрацію в четвертій компоненті. Лус-спектри одержані на виході з компонент. Ці результати можна поділити на декілька типів при різних значеннях $12 + \lg(\text{O}/\text{H}) = 7.2, 7.7, 8.2$ та металічності $Z = 0.00028, 0.0009, 0.0031$ (оскільки програма *Starburst99* не передбачає інтерполяції металічності, тому для цих зоряних умістів важких елементів брали найближчі з пропонованих металічностей: 0.0004, 0.0004, 0.004, відповідно). Тут ми представляємо й аналізуємо лише по одному результату з кожного такого типу, також

ми узагальнили поділ результатів МФМС у таблиці 1.

Перший тип. На рис. 2 показано типовий випадок, коли не спостерігається нестачі квантів (завалів у спектрі) за лайманівською межею. Бачимо тільки зменшення кількості квантів при проходженні через різні компоненти “бульбашки”. Це зумовлено тим, що при значеннях параметрів моделі, показаних у табл. 1 для цього випадку, утворюється *протяжна каверна з низькою густиною у всіх компонентах*, а тому трансформації Лус-спектра не спостерігається. При порівнянні з першим типом моделей без пилу видно, що “пилові” моделі мають збільшення кількості квантів за 4 Ry, що пов’язане саме з наявністю пилових зерен, які утворюють додаткові вільні електрони.

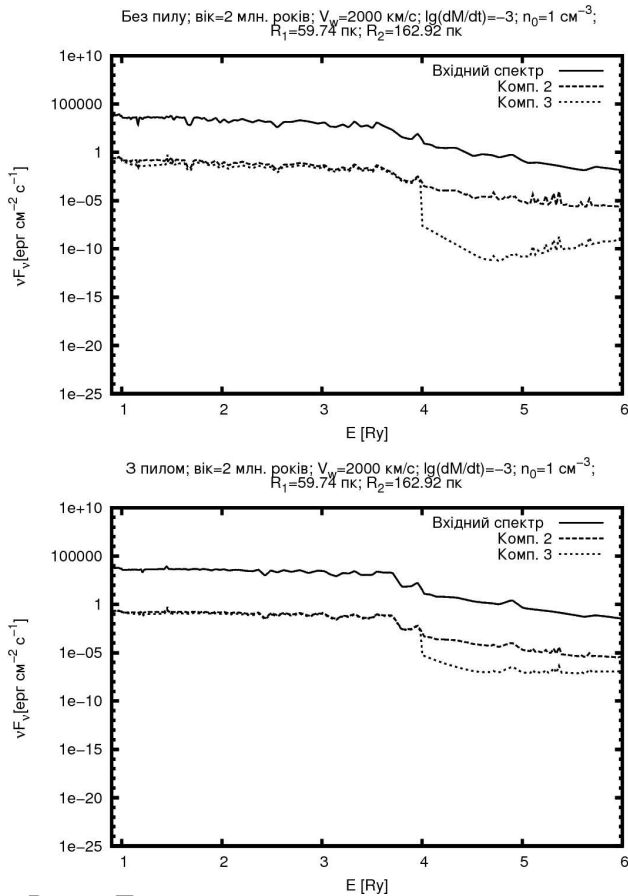


Рис. 2. Приклад результату моделювання проходження Лус-квантів крізь “бульбашку” навколо спалаху зореутворення, коли відсутня суттєва трансформація Лус-спектра в моделях без пилу і з пилом.

Другий тип. На рис. 3 показано типовий випадок, коли третя компонента формує “завали” у Лус-спектрі за лайманівською межею. Тут при значеннях параметрів моделей, наведених у табл. 1 для цього випадку, отримується компактна, повністю сформована каверна, і вона має зовнішній щільний тонкий згребений шар, при проходженні крізь який ефективно поглинаються фотони з енергіями, близькими до потенціалу йонізації водневоподібних йонів. Цей тип є уточненням результату, який ми отримали у праці [15], де на основі простіших мультикомпонентних моделей (сталі густини газу в компонентах “бульбашки”) отримана аналогічна трансформація енергетичного розподілу йонізуючого випромінювання під час проходження тонкого шару небулярного газу високої густини. Як бачимо при певних умовах такий шар дійсно спричиняє зміну форми спектра лайманівського континууму, приводячи до появи так званих спектральних “завалів” у діапазоні довжин хвиль $\lambda 91.2 - 22.8$ (1-4 Ry). Фізична причина виникнення таких завалів зумовлена особливістю енергетичної залежності ефективних перерізів фотойонізації σ_ν для водневоподібних йонів, які мають різкий максимум біля потенціалу йонізації, що швидко спадає зі збільшенням енергії фотонів. Оскільки довжина вільного пробігу фотона в середовищі з концентрацією n визначається як $l_\nu = 1/(\sigma_\nu n)$,

то у випадку проходження фотонів крізь тонкий шар високої густини кванти з енергією близькою до потенціалу йонізації, будуть ефективніше поглинатися, ніж кванти з вищими енергіями, які здебільшого проникатимуть у навколишню зону НІ. Порівнюючи з “безпиловою” моделлю, бачимо, що в “пиловій” моделі також наявне збільшення кількості квантів за 4 Ry.

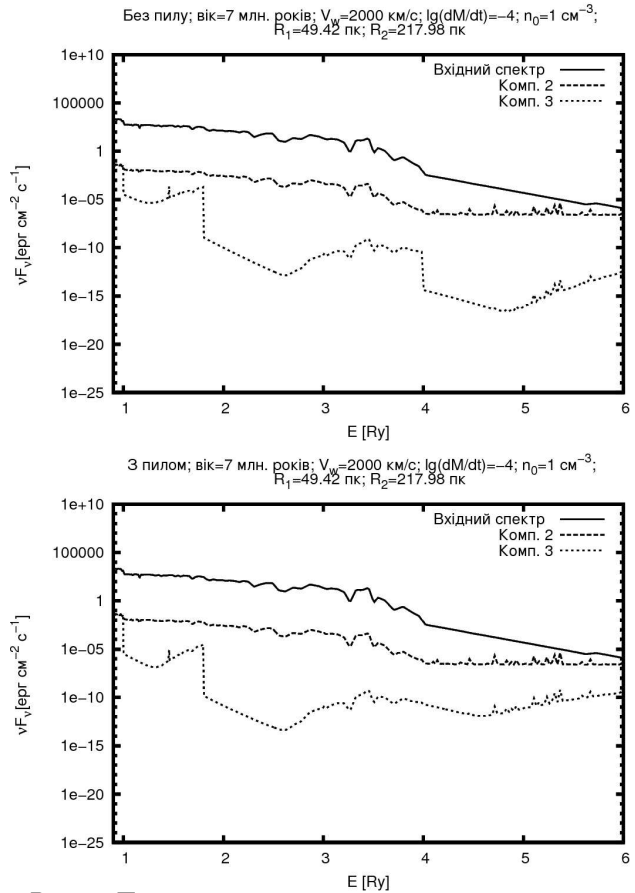


Рис. 3. Приклад результату моделювання проходження Лус-квантів крізь “бульбашку” навколо спалаху зореутворення, коли наявна суттєва трансформація Лус-спектру у моделях без пилу і з пилом.

Для оцінки впливу наявності пилу на відношення між інтенсивностями ліній, які використовуються для діагностики фізичних умов в областях НІ, проведено порівняння залежності від віку потоку в лінії H_β , відносної інтенсивності лінії $[OIII]500.7/H_\beta$, діагностичних співвідношень $[OIII]500.7/[OIII]436.3$ і $[SII]671.7/[SII]673.1$, а також параметра збудження туманності $P = [OIII]495.9, 500.7 / ([OII] 372.7, 372.9 + [OIII]495.9, 500.7)$ (довжини хвиль подано у нм). Ми також обчислили електронну температуру і вміст O/H двозонним методом Пейджела [2, 3] на основі моделей, отриманих без пилу і, відповідно, з пилом, для значень $12 + \lg(O/H) = 7.2, 7.7, 8.2$.

Порівняння залежності від віку потоку в лінії H_β за наявності і без пилу подано на рис.4. Бачимо, що відхилення від результату від безпилових моделей збільшується зі зменшенням віку та із збільшенням металічності. Максимальне відхилення досягає $\approx 51\%$ для

найбільшого прийнятого вмісту O/H. Для менших металічностей відхилення не перевищує 26%. Наявність пилу приводить до послаблення потоку в лінії H β .

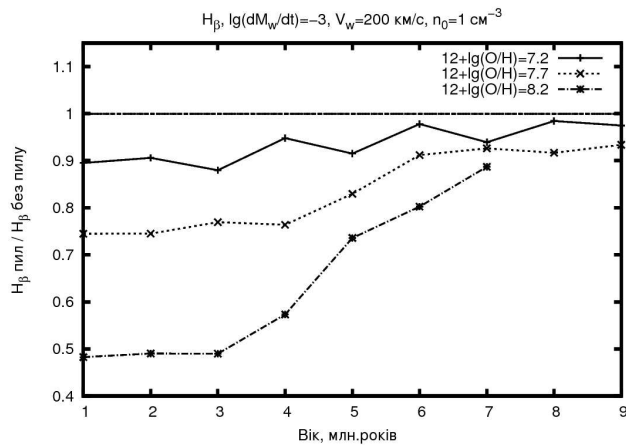


Рис. 4. Приклад вікової залежності відношення потоку в лінії H β пилових моделей до безпилових для різних значень металічності.

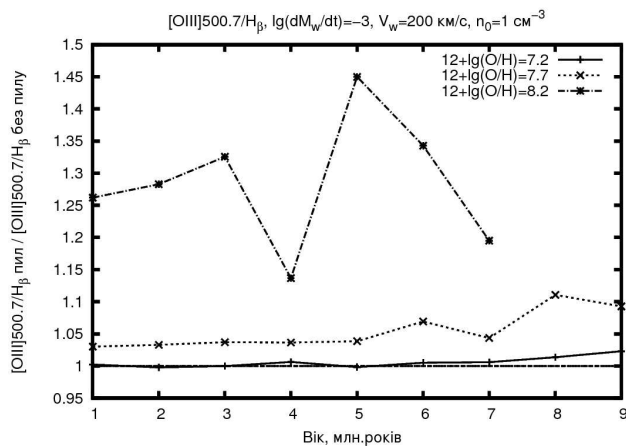


Рис. 5. Приклад вікової залежності відношення відносної інтенсивності [OIII]500.7/H β пилових моделей до безпилових для різних значень металічності.

Вікова залежність відхилення відносної інтенсивності [OIII]500.7/H β від безпилових моделей (див. рис. 5) складніша для найвищої прийнятої металічності, хоча, аналогічно до потоку в лінії H β , максимальне відхилення збільшується зі збільшенням металічності. У випадку 12 + lg(O/H) = 8.2 досягається максимальне значення відхилення ($\approx 45\%$) для віку 5 млн р., після локального мінімуму на 4 млн р., зумовленого, на нашу думку, піком частоти вибухів наднових в області зореутворення, які характерні для цього віку. Хоча, слід зазначити, що це "відчувають" тільки моделі з найбільшою прийнятою металічністю. Для менших металічностей відхилення не перевищує 10%. Слід також мати на увазі, що таке відхилення відносної інтенсивності [OIII]500.7/H β з віком частково зумовлено також і зміною відповідного відхилення потоку випромінювання в лінії H β (див. рис.4).

Відхилення діагностичного співвідношення [OIII]500.7/[OIII]436.3 (див. рис. 6), а також параметра збудження туманності $P = [OIII]495.9,500.7 / ([OII]372.7, 372.9 + [OIII]495.9,500.7)$ (див. рис. 7) у пилових моделях порівняно з безпиловими також збільшуються зі збільшенням металічності. Максимальне відхилення (вниз, 22%) у пилових моделях діагностичного співвідношення [OIII]500.7/[OIII]436.3 спостерігається при 3 млн років у випадку 12 + lg(O/H) = 8.2, а для параметра P — при 5 млн р. ($\approx 24\%$) за тієї ж металічності, та на 8 млн р. при 12 + lg(O/H) = 7.7 ($\approx 9\%$). Зрозуміло, що така поведінка параметра P зумовлена не тільки віковою залежністю чутливості потоку в лінії [OIII]500.7 до наявності пилу, але й відповідних ліній [OII]. Найбільше роль останніх проявляється за найбільшої прийнятої металічності.

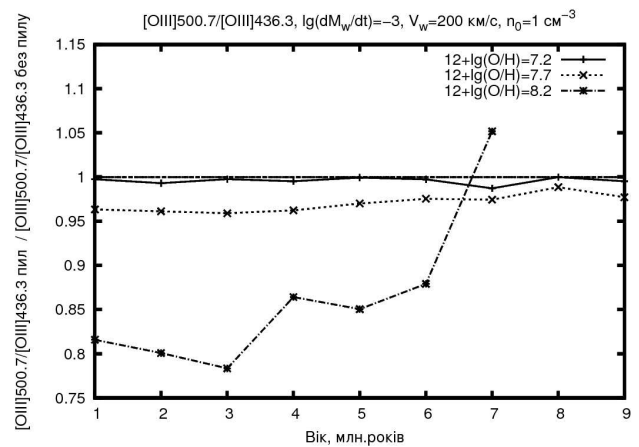


Рис. 6. Приклад вікової залежності відношення інтенсивностей ліній [OIII]500.7/[OIII]436.3 пилових моделей до безпилових для різних значень металічності.

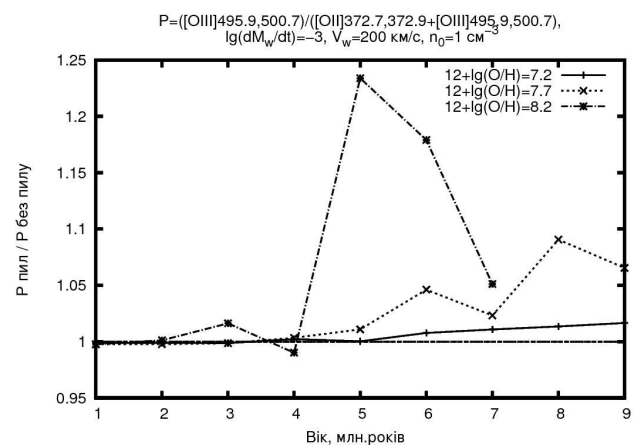


Рис. 7. Приклад вікової залежності відношення параметра збудження туманності $P = [OIII]495.9,500.7 / ([OII]372.7,372.9 + [OIII]495.9,500.7)$ пилових моделей до безпилових для різних значень металічності.

Діагностичне співвідношення [SII]671.7/[SII]673.1 показало незначну чутливість до наявності пилу, тому ми не наводимо тут цих даних.

За наявності пилу порівняно з безпиловим випадком із віком значення електронної температури в зоні O^{++} (див. рис. 8), отримане двозонним методом Пейджела, збільшується при $12+\lg(O/H)=7.7$ і 8.2 (до $\approx 22\%$ у першому та до $\approx 28\%$ у другому випадках). За найнижчої ж прийнятої металічності відхилення більш складні, хоч і менш значні. Тут температурне відношення демонструє як несуттєве збільшення (макс. до 8% від рівня однакових значень) при віках до 3.8 млн р., зменшення (макс. до 11%) — у часовому діапазоні від 3.8 до 6.8 млн р., після чого — незначне, стає, більше від одиниці значення до 9 млн р.

На рис. 9 подані вікові відхилення вмісту O/H , визначеного двозонним методом Пейджела, від заданого в моделях як у безпиловому (а), так і моделях з пилом (б). Ці відхилення вмісту O/H демонструють похибку визначення O/H методом Пейджела за наявності бульбашки як у чисто газовому небулярному середовищі, так і у газопиловому. У моделях без пилу (рис. 9,а) до 2 млн р., а у випадку $12+\lg(O/H)=7.2$ та 7.7 — і до 3 млн р., похибки методу Пейджела незначні. Однак, уже при 4 млн р. (коли вибухає найбільше наднових) відхилення досягають 20%. Далі відхилення з віком зростають, вказуючи на недооцінку методом Пейджела вмісту O/H , досягаючи у максимумі $\approx 40\%$, а у випадку $12+\lg(O/H)=8.2$ — і 60%. Додавання пилу спричиняє відхилення методу Пейджела до 8–19% і у випадку молодих зон НП (до 3 млн р.). Ці

відхилення збільшуються з віком, досягаючи максимальних значень від 39 до 75% відповідно до збільшення металічності. Такі недооцінки методом Пейджела вмісту O/H є дуже суттєвими і вказують на необхідність виводу коректних йонізаційно-корекційних множників для визначення хімічного складу в зонах НП, що містять бульбашкоподібні структури, утворені зоряним вітром.

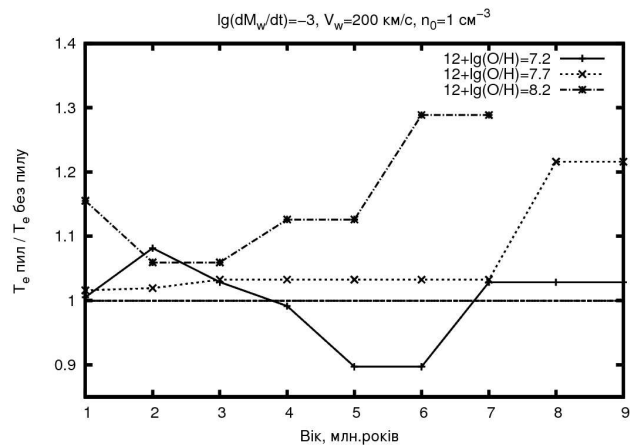
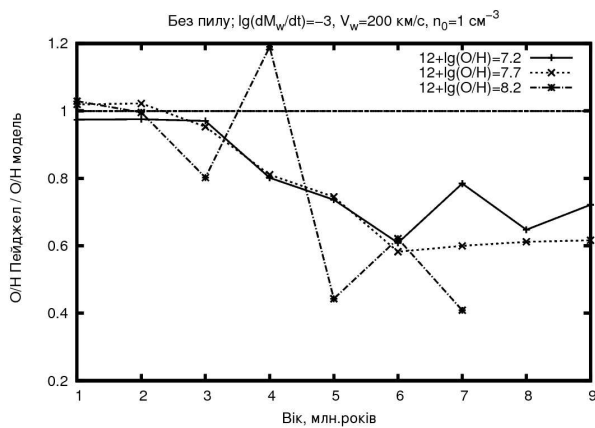
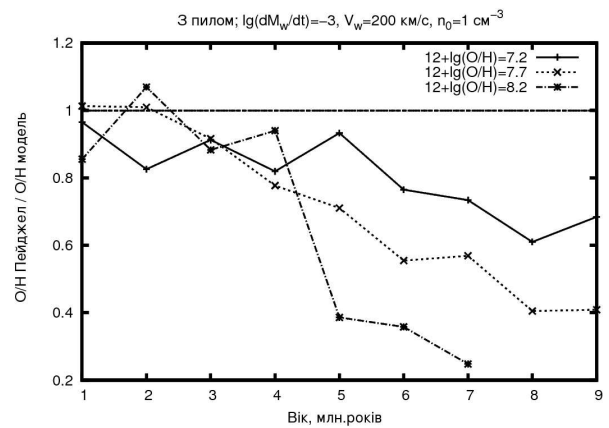


Рис. 8. Приклад вікової залежності відношення електронної температури в зоні O^{++} , визначеної за допомогою двозонного методу Пейджела, пилових моделей до безпилових для різних значень металічності.



а)



б)

Рис. 9. Приклад вікової залежності вмісту O/H , визначеного за допомогою двозонного методу Пейджела, до вмісту O/H , заданого як для газових (а), так і газопилових (б) моделей зони НП, що містить бульбашкоподібну структуру.

З віком, унаслідок дії гідродинамічних нестійкостей, фронт прямої ударної хвилі розриватиметься і бульбашкоподібна структура скоріш за все зникатиме. Тому достовірність отриманих результатів зменшується зі збільшенням віку спалаху зореутворення.

V. ВИСНОВКИ

Дослідження, проведені в цій роботі, зосереджені на вивченні впливу наявності пилу на результати мультикомпонентного моделювання в низькометаліч-

ному діапазоні металічностей світіння зон НП, що містять бульбашкоподібні структури.

З цією метою було розраховано дві сітки МФМС — з і без урахування пилу відповідно. Вільними параметрами в кожній із таких сіток були: вік спалаху зореутворення, темп утрати маси зорею, швидкість зоряного вітру, густина навколишнього середовища та хімічний уміст газопилового (або лише газового в моделях без пилу) середовища зони НП. В основу наших МФМС зон НП для визначення фізичних характеристик усередині “бульбашки” зоряного вітру ми застосували модель Уівера та ін. [29].

На основі порівняння результатів двох згаданих вище сіток МФМС зроблено аналіз впливу вмісту пилу на зміну форми спостережуваного Лус-спектра та на потоки й відносні інтенсивності у важливих емісійних лініях, а також на деякі діагностичні співвідношення між ними, за допомогою яких визначають електронні температури і концентрації в зонах НІІ та хімічний склад останніх. Зроблено висновок, що наявність пилу може суттєво впливати на результати МФМС зон НІІ при металічностях, що відповідають умістам оксигену $12 + \lg(O/H) > 7.7$.

Деталізація розподілів густини та температури в бульбашкоподібних структурах дала змогу отримати достовірніші, ніж у попередніх роботах, дані про трансформацію енергетичного розподілу йонізуючого випромінювання ядер низькометалічних зон НІІ залежно від розподілу густини в “бульбашці” та параметрів, що описують Лус-спектр йонізуючого ядра (області зореутворення). У результаті ще раз підтверджено, що 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 μm . Таким чином, для детальшого фотойонізаційного моделювання зон НІІ необхідно враховувати трансформацію спектра лайманівського континууму під час проходження квантів крізь компоненти бульбашкоподібної структури, утвореної вітром області зореутворення.

Результати сітки МФМС поділено на декілька типів при різних значеннях металічності та проаналізовано особливості кожного з цих типів результатів. Зроблено порівняння “безпилових” та “пилових” випадків. Наявність таких “завалів” свідчить про фізичність Лус-спектрів, отриманих під час розрахунку ОФМС зон НІІ у БККГ (див. [20, 21]).

Порівняння залежності від віку потоку в лінії H_{β} , відносної інтенсивності $[OIII]500.7/H_{\beta}$, діагностичного співвідношення $[OIII]500.7/[OIII]436.3$, а також параметра збудження туманності $P = [OIII]495.9, 500.7/$

$([OII]372.7, 372.9 + [OIII]495.9, 500.7)$ для моделей без і з пилом, для $12 + \lg(O/H) = 7.2, 7.7, 8.2$ показало найбільшу чутливість до наявності пилу у випадку найвищої металічності при $12 + \lg(O/H) = 8.2$, для якої досягаються відхилення від безпилового випадку до 51%. Водночас діагностичне співвідношення $[SII]671.7/[SII]673.1$ показало малу чутливість до наявності пилу.

Проаналізовано також відношення електронних температур, отриманих за допомогою двозонного методу Пейджела, за наявності і, відповідно, без пилу, а також оцінено відхилення вмісту O/H , отриманого за допомогою цього ж методу, від заданого в газових та газопилових моделях, що містять бульбашкоподібну структуру. Якщо для зон НІІ навколо молодих спалахів зореутворення у випадку газових моделей відхилення у визначенні вмісту O/H незначні, то зі збільшенням віку (а отже і розміру бульбашки) відхилення результатів різко зростають, досягаючи максимальних значень 60% і 75% для газових і газопилових моделей відповідно. Усе це вказує на значущість впливу пилу та наявності бульбашки всередині низькометалічної зони НІІ на її спостережуваний спектр, а отже і на визначення вмісту хімічних елементів, що, своєю чергою, приводить до необхідності виведення коректніших виразів для йонізаційно-корекційних множників з метою точнішого визначення вмісту хімічних елементів у цих об'єктах.

У наших наступних роботах ми плануємо розрахувати сітку мультикомпонентних ФМС, яка базуватиметься на втратах маси, обчислених під час моделювання спалахів зореутворення з різними характеристиками. Результати такої сітки ФМС будуть використані для виведення нових виразів для йонізаційно-корекційних множників, за допомогою яких ми плануємо уточнити хімічний склад зон НІІ у БККГ і, відповідно, вміст первинного гелію.

Подяки. Ця робота виконана в межах держбюджетної фундаментальної науково-дослідної теми ФА-87Ф Міністерства освіти і науки України, номер держреєстрації 0111U001087.

-
- [1] Н. Г. Бочкарев, С. А. Жеков, Асторон. журн. **67**, 274 (1990).
- [2] В. Е. J. Pagel *et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **255**, 325 (1992).
- [3] D. R. Garnet, Astron. J. **103**, 1330 (1992).
- [4] І. О. Кошмак, Б. Я. Мелех, Кинем. физ. небес. тел **29**, № 6, 3 (2013).
- [5] Б. Я. Мелех, А. Р. Кузьмак, Журн. физ. дослідж. **16**, 1902 (2012).
- [6] Б. Я. Мелех, Л. С. Пилогин, Р. И. Корытко, Кинем. физ. небес. тел **28**, 56 (2012).
- [7] F. Bresolin *et al.*, Astron. Astrophys. **441**, 981 (2005).
- [8] K. Davidson, Astrophys. J. **218**, 20 (1977).
- [9] J. E. Dyson, D. A. Williams, *Physics of the Interstellar Medium* (Wiley, New York, 1997).
- [10] G. Ferland *et al.*, in *The Analysis on Emission Lines* (Cambridge, Cambridge University Press, 1995), p. 83.
- [11] G. J. Ferland, University of Kentucky, Physics Department Internal Report 200 (2008); <http://viewvc.nublado.org/index.cgi/tags/release/c08.00/docs/?root=cloudy>.
- [12] L. Gutiérrez, J. E. Beckman, Astrophys. J. **710**, L44 (2010).
- [13] Y. I. Izotov, T. X. Thuah, V. A. Lipovetsky, Astrophys. J. **435**, 647 (1994).
- [14] B. C. Koo, C. F. McKee, Astrophys. J., **388**, 93 (1992).
- [15] R. V. Kozel, B. Ya. Melekh, in *YSC'16 Proc. of Contributed Papers*, 37 (2009).
- [16] T. Lanz, I. Hubeny, Astrophys. J. Suppl. Ser. **146**, 417 (2003).
- [17] T. Lanz, I. Hubeny, Astrophys. J. Suppl. Ser. **169**, 83 (2007).

- [18] C. Leitherer *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **123**, 3 (1999).
- [19] J. S. Mathis, W. Rumpl, K. H. Nordsieck, *Astrophys. J.* **217**, 425 (1977).
- [20] B. Ya. Melekh *J. Phys. Stud.* **11**, 353 (2007).
- [21] B. Ya. Melekh *J. Phys. Stud.* **13**, 3901 (2009).
- [22] B. Ya. Melekh, I. O. Koshmak, R. V. Kozel, *J. Phys. Stud.* **15**, 3901 (2011).
- [23] G. Mellema, *Astrophys. Space Sci.* **260**, 203 (1998).
- [24] D. Péquignot, in *Publications de l'Observatoire de Paris, Proceedings of a Workshop on Model Nebulae, held at Observatoire de Meudon, July 8–19, 1985* (Paris, Observatoire de Paris-Meudon, 1986), p. 363.
- [25] L. S. Pilyugin, J. M. Vílchez, T. X. Thuan, *Astrophys. J.* **720**, 1738 (2010).
- [26] T. X. Thuan, Y. I. Izotov, *Astrophys. J.* **161**, 240 (2005).
- [27] J. P. Vallee, *Astrophys. J.* **419**, 670 (1993).
- [28] J. Castor *et al.*, *Astrophys. J.* **200**, L107 (1975).
- [29] R. Weaver *et al.*, *Astrophys. J.* **218**, 377 (1977).
- [30] D. Zaritsky, R. C. Kennicutt, Jr, J. P. Huchra, *Astrophys. J.* **420**, 87 (1994).

THE ROLE OF DUST IN MODELLING THE HII REGION EMISSION WITH BUBBLE-LIKE STRUCTURE INSIDE

I. O. Koshmak, B. Ya. Melekh

*Department for Astrophysics, Ivan Franko National University of Lviv
8, Kyrylo & Mephodiy St., Lviv, UA-79005, Ukraine
e-mail: {ihorkoshmak, bmelekh}@gmail.com*

The method of multicomponential photoionization modelling of the HII region surrounding the starburst knot is presented. Radial distributions of the gas density, the velocity of motion of gas shells and the temperature in the internal components of the bubble (the region of free expansion superwind and the cavity) were obtained using the model suggested in Weaver *et al.* (1977). The outer components of our models describe a thin shell of high density formed by the superwind shock from the surrounding gas, and a typical (undisturbed by the superwind) HII region. The spectra of the ionizing radiation were obtained from the previously calculated evolutionary models of the typical starbursts. The two evolutionary grids of the multicomponential models with different bubble parameters (without dust and, correspondingly, with dust grains) were calculated. A comparative analysis of the calculation results was carried out. More specifically, the influence of the presence of the bubble inside the HII region (in the models with dust and those without it) on the change of the ionizing spectrum shape as well as on the formation of the radiation fluxes in important emission lines and diagnostic ratios was analysed.