

## ОПТИМІЗОВАНЕ ФОТОІОНІЗАЦІЙНЕ МОДЕЛЮВАННЯ СВІТІННЯ ЗОНИ НІІ У БЛАКИТНІЙ КОМПАКТНІЙ КАРЛИКОВІЙ ГАЛАКТИЦІ SBS 0335–052

Б. Я. Мелех

*Львівський національний університет імені Івана Франка,  
кафедра астрофізики*

*вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005, Україна*

(Отримано 25 грудня 2006 р.; в остаточному вигляді — 6 лютого 2007 р.)

На основі спектрів, отриманих на 10-му телескопі *KeckII* з різних апертур щілини, розміщеної вздовж зони НІІ у блакитній компактній галактиці (БККГ) SBS 0335–052 [Yu. I. Izotov, F. H. Chaffee, C. B. Foltz, R. F. Green, N. G. Guseva, *Astrophys. J.* **527**, 757 (1999)], знайдено циліндричні оптимальні фотойонізаційні моделі світіння (ОФМС) окремих частин цього об'єкта. Висоту й радіус кожного циліндра визначено за кутовими розмірами апертур і зони НІІ відповідно та відстанню до об'єкта. Під час розрахунку ОФМС вільними параметрами були: радіальний розподіл концентрації водню відповідного циліндра, фактор наповнення, розподіл енергії у спектрі йонізуючого випромінювання (Лус-спектр) та відносний уміст хемічних елементів. Унаслідок отримано радіальний розподіл фізичних характеристик та хемічного вмісту в зоні НІІ. Оскільки Лус-спектри в ОФМС розраховувалися незалежно від початкової функції мас (IMF) йонізуючого зоряного скупчення в зоні НІІ, за розрахованими йонізуючими спектрами визначено оптимальні значення параметрів IMF-функції, характер та вік спалахів зореутворення в цій галактиці.

**Ключові слова:** зони НІІ, блакитні компактні карликові галактики, оптимізовані фотойонізаційні моделі світіння, хемічний уміст.

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

### I. ВСТУП

Блакитні компактні карликові галактики (БККГ) характеризуються активними процесами зореутворення та найнижчим з усіх типів небулярних об'єктів умістом важких елементів. Завдяки першому вони є доброю лабораторією для вивчення процесів хемічної зоряної еволюції речовини, а завдяки другому — основними об'єктами для визначення вмісту первинного (догалактичного) гелію  $Y_p$  та темпу його збагачення під час зоряної хемічної еволюції речовини  $dY/dZ$ .

Спалахи зореутворення в БККГ відбуваються в компактних згустках радіусом близько 100 пк, навколо яких, унаслідок йонізації навколишнього газу, виникають гігантські зони йонізованого водню, — так звані зони НІІ. Вивчення хемічного вмісту цих зон дає змогу отримати залежність вмісту гелію  $Y$  від вмісту важких елементів  $Z$  [1–9]. Лінійна екстраполяція такої залежності на  $Z = 0$  визначає вміст первинного гелію  $Y_p$ , а її нахил  $dY/dZ$  — темп збагачення гелію важкими елементами.

Ключову роль у задачі визначення  $Y_p$  та  $dY/dZ$  відіграє точність визначення хемічного вмісту в зоні НІІ. Для задачі ж дослідження спалахів зореутворення особливо важливим стає розподіл енергії у спектрі випромінювання йонізуючих ядер (скупчень молодих зір) зон НІІ у БККГ — так званий Лус-спектр (від англ. Lyman continuum).

Від зон НІІ спостерігаємо лінії одного й того ж елемента в одній-двох, найбільше у трьох стадіях йоніза-

ції. Однак для того, щоб отримати повний уміст хемічного елемента, необхідно знати його вміст у всіх стадіях йонізації. Для визначення повного хемічного вмісту елемента на основі його вмісту в одній або декількох стадіях йонізації зазвичай використовують так звані йонізаційно-корекційні множники (ICFs).

Більшість дослідників (див. напр. [1, 3, 4, 7, 10]) у своїх працях використовують ICFs, отримані на основі розрахунку сіток фотойонізаційних моделей світіння (ФМС) зон НІІ (наприклад, [7, 10, 13]). Однак, як зазначено у працях [7, 8], практичний розрахунок сіток ФМС вимагає значних спрощень: 1) уміст гелію зазвичай приймається сталим; 2) нехтується декрементом між умістами важких елементів (уміст усіх важких елементів змінюється на однакову величину); 3) для розрахунку Лус-спектрів йонізуючого зоряного скупчення використовують або просте підсумовування за спектрами одного й того ж спектрального типу [13], або ж початкову функцію мас йонізуючого зоряного скупчення (в англ. абрєвіатурі — IMF [11, 12]), параметри якої, точно кажучи, не є відомими і беруться наближено [14, 15]. Однак найбільшим недоліком розрахунку сіток ФМС небулярних об'єктів є відсутність алгоритму узгодження модельних результатів із відповідними спостережуваними даними. В основному це зумовлено тим, що метод розрахунку сіток ФМС, по суті, застосовують до цілого конкретного типу небулярних об'єктів (зони НІІ, планетарні туманності тощо). У зв'язку з відсутністю такого алгоритму виникає питання адекватності моделей сітки ФМС реальним об'єктам.

Отже, розрахунок сітки ФМС і виведені на основі її результатів вирази для ICFs можуть давати хемічні вмісти, далекі від реальних, а тому результати, отримані за допомогою ICFs, потребують серйозної перевірки.

З метою такої перевірки у працях [7, 8] ми запропонували використати розрахунок оптимізованих фотойонізаційних моделей світіння (ОФМС). Метод ОФМС базується на пошуку оптимальної ФМС конкретного небулярного об'єкта (у нашому випадку зони НІ), яка б найліпше відтворювала його спостережувані характеристики. Критерієм відповідності модельних результатів спостережуваним даним вибрано  $\chi^2$ -функцію. У працях [7, 8] у ролі таких характеристик узяті відносні інтенсивності в емісійних лініях, виправлені за міжзоряне поглинання та світність у лінії  $H_{\beta}$ . Як вільні параметри вибрано максимальну кількість йонізуючих квантів, концентрація водню, фактор наповнення об'єму туманности небулярним газом та вміст більшості з тих елементів, лінії йонів яких наявні у спектрах. Для розрахунку Лус-спектрів ми використовували наш метод NLEHII [7, 17], який повністю незалежний від параметрів IMF і базується на рівняннях балансу квантів та енергетичного балансу.

Однак метод NLEHII залежить від відносного вмісту  $He/H$  та  $H^+/H^0$ , суми інтенсивностей заборонених ліній тощо. Значення цих параметрів у роботах [7, 8, 17] визначали наближеними оцінками та на основі розрахунку сіток ФМС. Проте всі ці параметри можна отримати під час фотойонізаційного моделювання.

У цій статті ми пропонуємо метод розрахунку ОФМС зон НІ у БККГ, який дає змогу визначати Лус-спектри, фізичні характеристики та хемічний вміст за допомогою ОФМС.

У розділі 2 докладно описано алгоритм методу та розрахунок ОФМС зони НІ у БККГ SBS0335-052, у розділі 3 проаналізовано результати та зроблено їх порівняння з результатами інших авторів.

## II. ПОШУК ОФМС ЗОНИ НІ У БККГ SBS0335-052

Для порівняння модельних значень зі спостереженнями використано 9 спектрів зони НІ у БККГ SBS0335-052, які отримали Ізотов та ін. [1] вздовж щілини, що розміщена так, як показано на рис. 1. Зображення зони НІ, яку ми будемо моделювати, представлено в [1] з архіву зображень, одержаних космічним телескопом Габбла. Ширина щілини  $1''$ , а ширина апертур, у яких отримано згадані вище 9 спектрів,  $0.6''$ . Відповідно до останньої ширини апертури ( $0.6''$ ), ця зона НІ розбита на 9 циліндрів, для кожного з яких ми знайдемо циліндричну оптимальну фотойонізаційну модель світіння (ОФМС), спектр якої найліпше відтворює спостережуваний спектр, знятий із бокових сторін згаданих циліндрів. Отже, висоти всіх циліндрів визначаються шириною апертури

( $0.6''$ ), які на відстані  $D = 53.07$  Мпк до цієї БККГ дорівнюють  $154.2$  пк. Радіуси в кожного з циліндрів різні і встановлюються за їхнім видимим зображенням на рис. 1. Звичайно тут ми використовуємо припущення, що зона НІ має осьову симетрію щодо осі, паралельної до щілини.

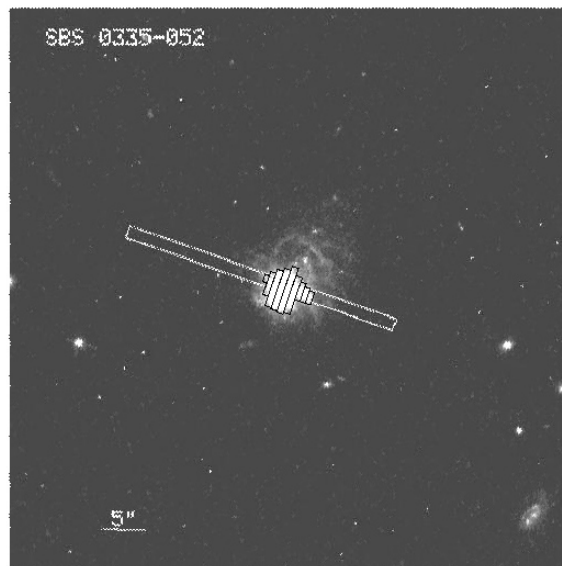


Рис. 1. Зображення зони НІ у фільтрі V, отримане космічним телескопом ім. Габбла з накладеним на нього зображенням щілини, яку використовували для спектроскопії на 10-му телескопі Keck II Ізотов та ін. [1]. Наведено також циліндри, світіння яких моделювали в цій статті. Висоти циліндрів відповідають ширинам апертур.

Метою пошуку (ОФМС) є знаходження таких значень вільних параметрів, при яких модель давала б у результаті найближчі до спостережуваних значення таких параметрів, як відносні інтенсивності ліній, потік у лінії  $H_{\beta}$ , розмір зон НІ тощо. Вільними вибрано вхідні параметри моделі, а параметрами, за якими проводиться оптимізація для ОФМС, є інтегральні спектри моделей, спостережуваний потік у лінії  $H_{\beta}$ , а також зовнішній радіус зони НІ. Критерієм узгодження спостережуваних і модельних значень параметрів, за якими проводиться оптимізація, є так звана  $\chi^2$ -функція, яку для ОФМС записуємо для  $i$ -го параметра категорії параметрів  $C$  так [19]:

$$\chi_C^2 = \frac{1}{N_C} \sum_{i=1}^{N_C} \left( \frac{C_i^O - C_i^M}{\sigma(C_i^O)} \right)^2, \quad (1)$$

де  $C_i^O$  і  $C_i^M$  — спостережувані та модельні значення відповідно  $i$ -го параметра категорії  $C$ ,  $N_C$  — кількість вільних параметрів категорії  $C$ . Питання поділу параметрів, за якими розраховується  $\chi^2$ -функція на категорії, обговоримо нижче. Тут  $\sigma(C_i^O)$  — похибка спостережень для значення  $C_i^O$ . Вислідні значення  $\chi^2$ -функції отримуємо підсумовуванням її значень за всіма категоріями.

Суть алгоритму оптимізації (або  $\chi^2$ -мінімізації) полягає у зміні вільних параметрів моделі так, щоб  $\chi^2$ -функція досягла найменшого значення.

Водночас добре було б розраховувати Лус-спектр йонізуючих ядер зон НII під час розрахунку ОФМС. Це позбавило б нас необхідності використовувати для визначення Лус-спектра параметри IMF, які не є добре відомими і визначення яких є окремою задачею. У наших попередніх працях [7, 10] для визначення Лус-спектра ми застосували метод NLENI [17], який не залежить від параметрів IMF. Однак він залежить від електронних температур і концентрацій у зонах  $\text{He}^+$  та  $\text{He}^{++}$ , суми інтенсивностей заборонених ліній, відношення вмістів  $\text{H}^+/\text{H}^0$  тощо. Для визначення цих параметрів у працях [7, 10] ми використовували різноманітні припущення, а також результати розрахунку сітки ФМС. Однак усі ці параметри можна отримати, обчисливши ФМС. Тому у праці [16] ми застосували ітеративний підхід для розрахунку Лус-спектра, який являє собою почерговий ітеративний розрахунок Лус-спектра і ОФМС до досягнення задовільної збіжності Лус-спектра.

Однак і метод NLENI містить у собі ряд спрощень. Зокрема вмістом важких елементів у ньому нехтується. Тому найкоректнішим способом виведення Лус-спектра є, на нашу думку, ОФМС. Для цього слід уключити параметри, які представляють Лус-спектр в ОФМС до вільних параметрів.

Для представлення Лус-спектра зручно використовувати, як і у працях [7, 16, 17], степеневий розподіл:

$$F_\nu = F_{\nu_0} \left( \frac{E_\nu}{E_{\nu_0}} \right)^\alpha, \quad (2)$$

де  $F_{\nu_0}$  і  $F_\nu$  — потоки на початку ( $\nu_0$ ) і всередині ( $\nu$ ) відповідного інтервалу частот;  $E_{\nu_0}$  і  $E_\nu$  — енергії квантів на початку і всередині цього інтервалу;  $\alpha$  — спектральний індекс, який визначає нахил Лус-спектра. Ми будемо використовувати три енергетичні інтервали, межі яких встановлюються потенціалами йонізації різноманітних атомів і йонів, уміст яких ми обчислимо під час розрахунку ОФМС:

1. Межа  $E_{\nu_0} = 1 \text{ Ry}$  ( $\lambda = 912 \text{ \AA}$ ) відповідає потенціалові йонізації нейтрального водню  $\text{H}^0$  і близька до потенціалів йонізації нейтрального кисню  $\text{O}^0$  (1.001 Ry) та нейтрального азоту  $\text{N}^0$  (1.068 Ry). Відносно близькі до енергетичної межі цього інтервалу значення потенціалів йонізації йона заліза  $\text{Fe}^+$  (1.190 Ry).
2. Межа  $E_{\nu_0} = 1.8 \text{ Ry}$  ( $\lambda = 504 \text{ \AA}$ ) відповідає потенціалу йонізації нейтрального гелію  $\text{He}^0$  і близька до потенціалів йонізації однойонізованої сірки (1.715 Ry) та однойонізованого арону (2.031 Ry).
3. Межа  $E_{\nu_0} = 4 \text{ Ry}$  ( $\lambda = 228 \text{ \AA}$ ) відповідає потенціалові йонізації однойонізованого гелію  $\text{He}^+$ . Відносно близьким до цієї межі є потенціал йонізації йона кисню  $\text{O}^{++}$  (4.038 Ry).

4. Межа  $E_{\nu_0} = 30.4 \text{ Ry}$  ( $\lambda = 30 \text{ \AA}$ ) відповідає високоенергетичній межі, до якої ми задаємо зміну форми Лус-спектра.

На другій і третій межах наша модель має розрив (скачок). Значення потенціалів йонізації взято з [19]. Отже, Лус-спектр у нашому представленні задаватиметься шістьма значеннями потоку:  $F_{\nu_0}(1 \text{ Ry})$ ,  $F_{\nu_0}^{(1)}(1.8 \text{ Ry})$ ,  $F_{\nu_0}^{(2)}(1.8 \text{ Ry})$ ,  $F_{\nu_0}^{(1)}(4 \text{ Ry})$ ,  $F_{\nu_0}^{(2)}(4 \text{ Ry})$  та  $F_{\nu_0}(30.4 \text{ Ry})$ .

Вільними параметрами ОФМС будуть:

- внутрішній радіус зони НII ( $R_{\text{in}}$ );
- шість згаданих вище Лус-потоків, які визначають форму йонізуючого Лус-спектра;
- загальна кількість йонізуючих квантів  $Q_{\text{ion}}$ , яка виконує роль нормуючого множника для форми Лус-спектра, визначеної потоками  $F_{\nu_0}(1 \text{ Ry})$ - $F_{\nu_0}(30.4 \text{ Ry})$ ;
- концентрація водню на внутрішній межі туманности  $n_{\text{H}}(R_{\text{in}})$ ;
- показник степеня  $\gamma$  прийнятого радіально-го розподілу густини в зоні НII ( $n_{\text{H}}(R) = n_{\text{H}}(R_{\text{in}}) \left( \frac{R}{R_{\text{in}}} \right)^\gamma$ );
- фактор наповнення об'єму зони НII небулярним газом ( $\epsilon$ );
- відносний уміст елементів  $\text{He}/\text{H}$ ,  $\text{O}/\text{H}$ ,  $\text{Ne}/\text{H}$ ,  $\text{S}/\text{H}$ ,  $\text{Ar}/\text{H}$ ,  $\text{Fe}/\text{H}$ .

Загальна кількість вільних параметрів дорівнює 17. Однак не всі вони є незалежними. Зокрема, у праці [16] показано, що деякі з параметрів, які визначають йонізаційну структуру туманности, можна пов'язати за допомогою співвідношення  $P = \frac{U}{(R_{\text{out}}^{\text{obs}}/R_{\text{in}})^{2+\gamma\epsilon}}$ , де  $U = \frac{Q_{\text{ion}}}{4\pi R_{\text{in}}^2 n_{\text{H}}(R_{\text{in}})c}$  — йонізаційний параметр,  $R_{\text{out}}^{\text{obs}}$  — спостережуваний зовнішній радіус зони НII, а  $c$  — швидкість світла. Це зменшує кількість незалежних вільних параметрів на одиницю щодо їхньої загальної кількості. Крім того, як видно з результатів праць [7, 10, 17], більшість параметрів, що визначають Лус-спектр, залежать від усіх інших вільних параметрів, які визначають йонізаційну структуру туманности, а також від відносного вмісту  $\text{He}/\text{H}$ .

Отже, кількість незалежних вільних параметрів ОФМС дорівнює 11.

Уміст важких елементів приймаємо рівним знайденому за допомогою інших емпіричних та напівемпіричних методів [2–4]. Критерієм узгодженості результату чергової ФМС із спостережуваними даними є  $\chi^2$ -функція, яку для першої стадії пошуку ОФМС визначимо як:

$$\chi^2 = \left( \frac{R_{\text{out}}^{\text{O}} - R_{\text{out}}^{\text{M}}}{\sigma(R_{\text{out}}^{\text{O}})} \right)^2 + \left( \frac{F(\text{H}\beta)^{\text{O}} - F(\text{H}\beta)^{\text{M}}}{\sigma(F(\text{H}\beta)^{\text{O}})} \right)^2 + \frac{1}{18} \sum_{i=1}^{18} \left( \frac{[I_i/I(\text{H}\beta)]^{\text{O}} - [I_i/I(\text{H}\beta)]^{\text{M}}}{\sigma([I_i/I(\text{H}\beta)]^{\text{O}})} \right)^2. \quad (3)$$

Отже,  $\chi^2$  представляє порівняння модельних і спостережуваних значень зовнішнього радіуса зони Нп  $R_{\text{out}}$ , потоків у лінії  $F(\text{H}\beta)$ , відносних інтенсивностей 18-ти відносних інтенсивностей ліній  $I_i/I(\text{H}\beta)$ . Оскільки, як показують результати радіоспостережень БККГ SBS0335-052 [18], зони Нп в ній оточені більш протяжними зонами зони Ні, то зовнішні радіуси згаданих вище циліндричних моделей цієї зони Нп визначають іонізаційний фронт туманности (розрахунок ФМС зупиняється при падінні електронної температури до значень  $T_e \leq 4000^\circ\text{K}$ ). Не всі 20 параметрів, які використовуватимуться під час розрахунку  $\chi^2$ , є незалежними. Як показано у працях [7, 8, 16], за інтенсивністю однієї лінії одного й того ж йона при наявності іонізаційної структури туманности (яку отримуємо під час розрахунку ФМС) можна отримати інтенсивності ліній усіх інших елементів. Отже, у нашому випадку кількість незалежних параметрів, які використовували для розрахунку  $\chi^2$ , дорівнює 12. Отже, кількість ступенів вільності цієї задачі пошуку ОФМС зони Нп у БККГ дорівнює одиниці. Цей висновок ми використаємо, визначаючи похибки оптимальних значень вільних параметрів.

Для розрахунків фотойонізаційних моделей використаємо код Г. Ферланда *Cloudy 05.07* [19], а як оптимізатор, — код Петера ван Гоффа *Phymir* [20], який включений в *Cloudy* як одна з функцій оптимізації. Код *Cloudy* ми модифікували для реалізації описаного методу.

Для ініціалізації початкових значень хемічних умістів використано вмісти, знайдені в [1] діяльністичними методами. Слід зазначити, що ми не вводили до вільних параметрів умістів С/Н та N/Н, оскільки у спостережуваному спектрі відсутні лінії їхніх йонів. Однак оскільки ці елементи через їхню поширеність можуть відігравати значну роль у термально-

му та іонізаційному балансах, ми не занулювали їх умісти, а прийняли рівними  $\text{C}/\text{H} = 3.09 \times 10^{-6}$  та  $\text{N}/\text{H} = 4.17 \times 10^{-7}$ , які є близькими до відповідних значень, отриманих із використанням середніх умістів С/О та N/O і вмісту О/Н для даної БККГ з праці [21].

### III. АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ МОДЕЛЮВАННЯ

У таблиці 1 подано оптимальні значення вільних параметрів, знайдених унаслідок пошуку ОФМС методом, описаним у попередній частині. Назви моделей відповідають позиції відповідної апертури, а саме, кутовій відстані центра кожної з апертур (а отже й циліндрів) від центра зони Нп. На рис. 1 наведений у цій таблиці послідовності представлення результатів відповідає напрямком зліва направо вздовж щілини.

Таблиці 2, 3 містять порівняння модельних результатів ОФМС з відповідними даними, отриманими зі спостережень [1]. Із значень  $\chi^2$ -функції видно, що найліпше відтворення одержаних даних дали ОФМС 2.4NE та 2.4SW. Більші значення  $\chi^2$ -функції інших ОФМС зумовлені, з одного боку, меншими похибками у спостережуваних значеннях відносних інтенсивностей: це сукупно з неточностями в атомних даних (див. дискусію у [22]) може дати збільшення значення  $\chi^2_{\text{min}}$  у порівнянні з очікуваним згідно зі статистикою. З іншого боку, звичайно в ОФМС може бути занадто простий шаблон для повного відтворення реальної зони Нп: складніший закон розподілу густини, відмінний від обернено квадратичного закон дилуції йонізуючого випромінювання, який може бути зумовлений розкидом зірок за об'ємом зони Нп. Докладнішому вивченню цієї проблеми будуть присвячені наступні наші праці.

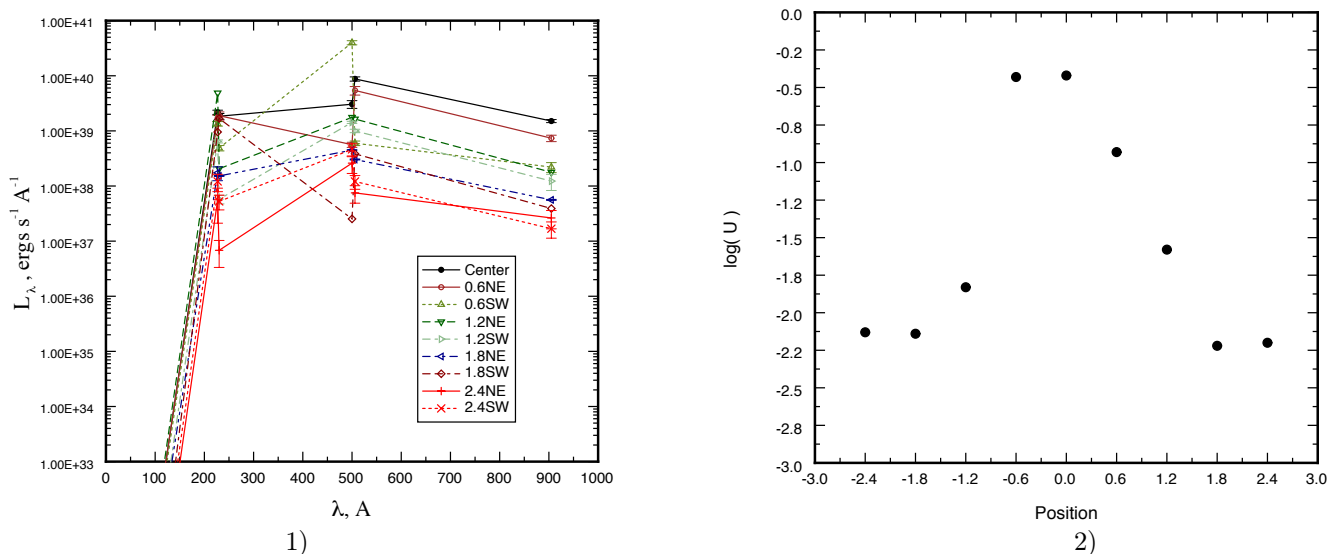


Рис. 2. Розподіли вздовж радіуса зони Нп в БККГ SBS0335-052 йонізуючих Лус-спектрів, які збуджують світіння в кожній із циліндричних ОФМС (1) та значень йонізуючого параметра (2).

Free Parameters	Позиція апертури									
	2.4NE	1.8NE	1.2NE	0.6NE	Center	0.6SW	1.2SW	1.8SW	2.4SW	
$\log R_{in}$ , см	19.280 <sup>+0.072</sup> <sub>-0.033</sub>	19.765 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.004</sub>	19.622 <sup>+0.003</sup> <sub>-0.002</sub>	19.155 <sup>+0.005</sup> <sub>-0.002</sub>	19.185 <sup>+0.010</sup> <sub>-0.005</sub>	19.246 <sup>+0.007</sup> <sub>-0.007</sub>	19.285 <sup>+0.002</sup> <sub>-0.002</sub>	19.619 <sup>+0.044</sup> <sub>-0.004</sub>	19.670 <sup>+0.008</sup> <sub>-0.035</sub>	
$\log F_{\nu_0}$ (1 Ry)*	-13.216 <sup>+0.068</sup> <sub>-0.027</sub>	-12.894 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	-12.452 <sup>+0.026</sup> <sub>-0.031</sub>	-12.058 <sup>+0.026</sup> <sub>-0.031</sub>	-11.826 <sup>+0.026</sup> <sub>-0.026</sub>	-12.386 <sup>+0.068</sup> <sub>-0.141</sub>	-12.575 <sup>+0.042</sup> <sub>-0.141</sub>	-13.100 <sup>+0.012</sup> <sub>-0.019</sub>	-13.529 <sup>+0.091</sup> <sub>-0.063</sub>	
$\log F_{\nu_0}^{(1)}$ (1.8 Ry)	-13.279 <sup>+0.045</sup> <sub>-0.050</sub>	-12.672 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	-11.993 <sup>+0.022</sup> <sub>-0.024</sub>	-11.700 <sup>+0.077</sup> <sub>-0.021</sub>	-11.566 <sup>+0.033</sup> <sub>-0.037</sub>	-12.478 <sup>+0.035</sup> <sub>-0.038</sub>	-12.175 <sup>+0.032</sup> <sub>-0.030</sub>	-12.601 <sup>+0.023</sup> <sub>-0.008</sub>	-13.187 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.052</sub>	
$\log F_{\nu_0}^{(2)}$ (1.8 Ry)	-12.730 <sup>+0.044</sup> <sub>-0.044</sub>	-12.502 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	-11.963 <sup>+0.022</sup> <sub>-0.023</sub>	-11.686 <sup>+0.041</sup> <sub>-0.021</sub>	-12.033 <sup>+0.069</sup> <sub>-0.025</sub>	-11.296 <sup>+0.035</sup> <sub>-0.035</sub>	-12.017 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.019</sub>	-13.804 <sup>+0.053</sup> <sub>-0.015</sub>	-12.598 <sup>+0.035</sup> <sub>-0.035</sub>	
$\log F_{\nu_0}^{(1)}$ (4 Ry)	-15.014 <sup>+0.021</sup> <sub>-0.169</sub>	-13.663 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	-13.593 <sup>+0.059</sup> <sub>-0.064</sub>	-12.853 <sup>+0.022</sup> <sub>-0.073</sub>	-12.942 <sup>+0.022</sup> <sub>-0.052</sub>	-13.249 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.034</sub>	-14.112 <sup>+0.029</sup> <sub>-0.077</sub>	-12.655 <sup>+0.010</sup> <sub>-0.017</sub>	-14.239 <sup>+0.070</sup> <sub>-0.068</sub>	
$\log F_{\nu_0}^{(2)}$ (4 Ry)	-13.807 <sup>+0.230</sup> <sub>-0.023</sub>	-13.547 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	-13.009 <sup>+0.005</sup> <sub>-0.026</sub>	-12.934 <sup>+0.065</sup> <sub>-0.040</sub>	-12.799 <sup>+0.031</sup> <sub>-0.037</sub>	-12.580 <sup>+0.037</sup> <sub>-0.038</sub>	-12.767 <sup>+0.027</sup> <sub>-0.027</sub>	-13.498 <sup>+0.027</sup> <sub>-0.016</sub>	-13.670 <sup>+0.095</sup> <sub>-0.106</sub>	
$\log F_{\nu_0}$ (30.4 Ry)	-29.627 <sup>+0.056</sup> <sub>-0.062</sub>	-27.284 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.114</sub>	-26.570 <sup>+0.493</sup> <sub>-0.507</sub>	-27.100 <sup>+0.021</sup> <sub>-0.224</sub>	-27.387 <sup>+0.050</sup> <sub>-0.037</sub>	-27.254 <sup>+0.020</sup> <sub>-0.049</sub>	-27.850 <sup>+0.026</sup> <sub>-0.053</sub>	-29.924 <sup>+0.500</sup> <sub>-0.500</sub>	-29.487 <sup>+1.114</sup> <sub>-0.500</sub>	
$\log Q_{tot}$	51.704 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.020</sub>	52.089 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	52.652 <sup>+0.011</sup> <sub>-0.008</sub>	53.184 <sup>+0.014</sup> <sub>-0.014</sub>	53.385 <sup>+0.011</sup> <sub>-0.011</sub>	52.909 <sup>+0.018</sup> <sub>-0.023</sub>	52.466 <sup>+0.008</sup> <sub>-0.010</sub>	52.166 <sup>+0.007</sup> <sub>-0.003</sub>	52.040 <sup>+0.010</sup> <sub>-0.010</sub>	
$\log n_H(R_{in})^{**}$	3.046 <sup>+0.054</sup> <sub>-0.110</sub>	2.568 <sup>+0.003</sup> <sub>-0.003</sub>	3.114 <sup>+0.003</sup> <sub>-0.012</sub>	3.231 <sup>+0.015</sup> <sub>-0.001</sub>	3.280 <sup>+0.007</sup> <sub>-0.004</sub>	3.256 <sup>+0.008</sup> <sub>-0.007</sub>	3.346 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	2.898 <sup>+0.004</sup> <sub>-0.012</sub>	2.554 <sup>+0.035</sup> <sub>-0.014</sub>	
$\gamma$	-1.711 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.038</sub>	-1.338 <sup>+0.005</sup> <sub>-0.005</sub>	-1.344 <sup>+0.024</sup> <sub>-0.006</sub>	-0.852 <sup>+0.020</sup> <sub>-0.020</sub>	-0.888 <sup>+0.004</sup> <sub>-0.013</sub>	-0.946 <sup>+0.007</sup> <sub>-0.007</sub>	-1.341 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.004</sub>	-1.299 <sup>+0.011</sup> <sub>-0.005</sub>	-1.540 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.019</sub>	
$\log \epsilon$	-1.389 <sup>+0.043</sup> <sub>-0.048</sub>	-1.762 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	-1.998 <sup>+0.008</sup> <sub>-0.018</sub>	-1.919 <sup>+0.014</sup> <sub>-0.012</sub>	-1.877 <sup>+0.009</sup> <sub>-0.006</sub>	-1.879 <sup>+0.014</sup> <sub>-0.011</sub>	-1.782 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.008</sub>	-2.057 <sup>+0.004</sup> <sub>-0.015</sub>	-1.440 <sup>+0.010</sup> <sub>-0.028</sub>	
$\log He/H$	-1.115 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.033</sub>	-1.093 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	-1.113 <sup>+0.012</sup> <sub>-0.008</sub>	-1.072 <sup>+0.009</sup> <sub>-0.015</sub>	-1.074 <sup>+0.014</sup> <sub>-0.010</sub>	-1.052 <sup>+0.008</sup> <sub>-0.011</sub>	-1.114 <sup>+0.024</sup> <sub>-0.014</sub>	-1.102 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.009</sub>	-1.086 <sup>+0.028</sup> <sub>-0.019</sub>	
$\log O/H$	-4.579 <sup>+0.026</sup> <sub>-0.014</sub>	-4.523 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	-4.550 <sup>+0.010</sup> <sub>-0.010</sub>	-4.600 <sup>+0.014</sup> <sub>-0.014</sub>	-4.595 <sup>+0.013</sup> <sub>-0.012</sub>	-4.626 <sup>+0.008</sup> <sub>-0.008</sub>	-4.591 <sup>+0.011</sup> <sub>-0.011</sub>	-4.554 <sup>+0.015</sup> <sub>-0.012</sub>	-4.680 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.019</sub>	
$\log Ne/H$	-5.317 <sup>+0.042</sup> <sub>-0.038</sub>	-5.253 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.001</sub>	-5.300 <sup>+0.029</sup> <sub>-0.031</sub>	-5.399 <sup>+0.015</sup> <sub>-0.023</sub>	-5.385 <sup>+0.015</sup> <sub>-0.017</sub>	-5.392 <sup>+0.009</sup> <sub>-0.009</sub>	-5.301 <sup>+0.021</sup> <sub>-0.021</sub>	-5.297 <sup>+0.020</sup> <sub>-0.020</sub>	-5.419 <sup>+0.042</sup> <sub>-0.050</sub>	
$\log S/H$	-6.023 <sup>+0.046</sup> <sub>-0.062</sub>	-6.137 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.048</sub>	-6.235 <sup>+0.041</sup> <sub>-0.044</sub>	-6.207 <sup>+0.033</sup> <sub>-0.008</sub>	-6.199 <sup>+0.018</sup> <sub>-0.015</sub>	-6.218 <sup>+0.017</sup> <sub>-0.017</sub>	-6.248 <sup>+0.034</sup> <sub>-0.034</sub>	-6.449 <sup>+0.037</sup> <sub>-0.037</sub>	-6.223 <sup>+0.057</sup> <sub>-0.088</sub>	
$\log Ar/H$	-6.972 <sup>+0.073</sup> <sub>-0.036</sub>	-7.012 <sup>+0.048</sup> <sub>-0.048</sub>	-7.101 <sup>+0.047</sup> <sub>-0.059</sub>	-7.059 <sup>+0.019</sup> <sub>-0.023</sub>	-7.066 <sup>+0.011</sup> <sub>-0.023</sub>	-7.127 <sup>+0.007</sup> <sub>-0.036</sub>	-7.171 <sup>+0.044</sup> <sub>-0.044</sub>	-7.033 <sup>+0.029</sup> <sub>-0.119</sub>	-7.138 <sup>+0.090</sup> <sub>-0.216</sub>	
$\log Fe/H$	-6.405 <sup>+0.069</sup> <sub>-0.039</sub>	-6.453 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.097</sub>	-6.176 <sup>+0.203</sup> <sub>-0.197</sub>	-6.124 <sup>+0.099</sup> <sub>-0.006</sub>	-6.216 <sup>+0.036</sup> <sub>-0.050</sub>	-6.315 <sup>+0.001</sup> <sub>-0.040</sub>	-6.240 <sup>+0.061</sup> <sub>-0.023</sub>	-6.018 <sup>+0.200</sup> <sub>-0.200</sub>	-6.329 <sup>+0.216</sup> <sub>-0.304</sub>	

\* Усі потоки дано в  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$  на відстані 1 пк від центра зони Нп при відповідному початковому значенні  $Q_{tot}$ .

\* Концентрацію водню дано в  $\text{cm}^{-3}$ .

(1),(2) Потоки, що визначають стрибки на 1.8 Ry і 4 Ry.

Таблиця 1. Оптиміальні значення вільних параметрів ОФМС зон Нп у БККГ SBS 0335-052.

Parameter	Позиція апертури						Center			
	2.4NE		1.8NE		1.2NE		0.6NE			
	Observation	Model	Observation	Model	Observation	Model	Observation	Model		
3727 [O II]	0.4346±0.0160	0.4338	0.3919±0.0083	0.3847	0.3383±0.0061	0.3175	0.2465±0.0043	0.2395	0.2529±0.0041	0.2468
3869 [Ne III]	0.2586±0.0124	0.2585	0.3114±0.0069	0.3077	0.3187±0.0056	0.3188	0.2943±0.0049	0.2944	0.2907±0.0046	0.2903
4363 [O III]	0.0967±0.0069	0.0737	0.1093±0.0033	0.0820	0.1195±0.0024	0.1000	0.1168±0.0021	0.1141	0.1129±0.0018	0.1051
3889 He I	...	...	0.1051±0.0060	0.0908	0.1148±0.0044	0.0863	0.0765±0.0035	0.0933	0.0768±0.0030	0.0914
4026 He I	0.1182±0.0127	0.0843	0.0221±0.0028	0.0167	0.0157±0.0015	0.0161	0.0137±0.0011	0.0174	0.0136±0.0007	0.0174
4471 He I	0.0413±0.0060	0.0338	0.0338±0.0021	0.0350	0.0374±0.0014	0.0341	0.0367±0.0011	0.0366	0.0348±0.0008	0.0367
4686 He II	0.0214±0.0044	0.0228	0.0254±0.0019	0.0227	0.0249±0.0012	0.0255	0.0267±0.0010	0.0260	0.0310±0.0008	0.0308
4959 [O III]	0.9350±0.0221	0.9256	1.0136±0.0163	1.0500	1.1062±0.0164	1.1553	1.1274±0.0164	1.1510	1.0901±0.0157	1.1236
5007 [O III]	2.7361±0.0569	2.7862	2.9987±0.0461	3.1606	3.2894±0.0483	3.4775	3.4220±0.0494	3.4646	3.2733±0.0469	3.3819
5876 He I	0.0953±0.0051	0.0979	0.0914±0.0024	0.0984	0.0944±0.0018	0.0989	0.1033±0.0018	0.1036	0.1057±0.0017	0.1046
6678 He I	0.0260±0.0034	0.0259	0.0257±0.0014	0.0271	0.0256±0.0009	0.0261	0.0268±0.0007	0.0280	0.0268±0.0006	0.0283
7065 He I	0.0267±0.0032	0.0301	0.0290±0.0014	0.0239	0.0300±0.0009	0.0305	0.0343±0.0008	0.0296	0.0373±0.0007	0.0311
6300 [O I]	0.0094±0.0093	0.0039	0.0094±0.0093	0.0063	0.0094±0.0024	0.0032	0.0062±0.0008	0.0039	0.0060±0.0005	0.0025
6312 [S III]	0.0056±0.0055	0.0202	0.0056±0.0055	0.0129	0.0056±0.0006	0.0122	0.0073±0.0006	0.0097	0.0078±0.0004	0.0105
6716 [S II]	0.0422±0.0083	0.0328	0.0315±0.0023	0.0339	0.0251±0.0013	0.0163	0.0198±0.0008	0.0207	0.0181±0.0005	0.0182
6731 [S II]	0.0277±0.0035	0.0247	0.0253±0.0014	0.0248	0.0199±0.0008	0.0122	0.0182±0.0007	0.0152	0.0169±0.0005	0.0134
7135 [Ar III]	0.0278±0.0031	0.0275	0.0228±0.0013	0.0227	0.0198±0.0007	0.0197	0.0173±0.0006	0.0173	0.0172±0.0005	0.0172
4658 [Fe III]	0.0046±0.0045	0.0039	0.0046±0.0015	0.0028	0.0052±0.0010	0.0050	0.0043±0.0009	0.0043	0.0039±0.0005	0.0040
log F(H $\beta$ ) <sup>a</sup>	-14.797±0.061	-14.798	-14.441±0.030	-14.440	-13.922±0.021	-13.922	-13.619±0.019	-13.619	-13.505±0.018	-13.506
R <sub>out</sub> , pc	78±16	78.1	211.6±10.6	214.2	282.6±14.1	278.4	385.5±19.3	382.4		
	411.2±20.6	405.1								
$\chi^2$	...	1.87	...	7.09	...	23.6	...	6.87	...	17.7
Число розрахованих ФМС	...	5034	...	5034	...	5034	...	1804	...	5034

<sup>a</sup> Потоки  $F(H\beta)$  дано в  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  на відстані Землі, відкоректовані за міжзоряне поглинання.

Таблиця 2. Порівняння спостережуваних та модельних емісійних лінійчатих спектрів, потоків у лінії H $\beta$  та зовнішніх радіусів зони HII в SBS 0335-052.

Parameter	Позиція апертури							
	0.6SW		1.2SW		1.8SW		2.4SW	
	Observation	Model	Observation	Model	Observation	Model	Observation	Model
3727 [O II]	0.2725±0.0047	0.2591	0.3111±0.0070	0.2926	0.2824±0.0067	0.3349	0.2919±0.0070	0.2870
3869 [Ne III]	0.3043±0.0050	0.3041	0.3351±0.0070	0.3330	0.2607±0.0062	0.2630	0.2217±0.0060	0.2216
4363 [O III]	0.1178±0.0021	0.1120	0.1216±0.0033	0.0972	0.1077±0.0032	0.0675	0.0766±0.0030	0.0640
3889 He I	0.0926±0.0037	0.0931	0.1054±0.0059	0.0815	0.1221±0.0061	0.0883	0.1014±0.0059	0.0891
4026 He I	0.0140±0.0013	0.0174	0.0204±0.0027	0.0155	0.0207±0.0026	0.0163	0.0139±0.0023	0.0163
4471 He I	0.0365±0.0012	0.0366	0.0365±0.0022	0.0328	0.0350±0.0022	0.0344	0.0356±0.0036	0.0342
4686 He II	0.0389±0.0012	0.0380	0.0475±0.0022	0.0499	0.0344±0.0020	0.0377	0.0260±0.0022	0.0257
4959 [O III]	1.0608±0.0154	1.0788	1.0465±0.0166	1.0735	0.9167±0.0148	0.8908	0.7602±0.0129	0.7644
5007 [O III]	3.1102±0.0449	3.2470	3.0790±0.0471	3.2313	2.7025±0.0418	2.6814	2.2478±0.0356	2.3010
5876 He I	0.1012±0.0017	0.1044	0.0932±0.0023	0.0950	0.0930±0.0024	0.0983	0.0943±0.0026	0.0962
6678 He I	0.0259±0.0007	0.0277	0.0246±0.0013	0.0250	0.0259±0.0013	0.0267	0.0265±0.0016	0.0264
7065 He I	0.0368±0.0008	0.0321	0.0297±0.0013	0.0305	0.0259±0.0013	0.0254	0.0244±0.0014	0.0241
6300 [O I]	0.0059±0.0009	0.0036	0.0077±0.0028	0.0024	0.0077±0.0076	0.0120	0.0077±0.0076	0.0039
6312 [S III]	0.0073±0.0006	0.0114	0.0071±0.0010	0.0124	0.0071±0.0070	0.0041	0.0071±0.0070	0.0116
6716 [S II]	0.0186±0.0007	0.0186	0.0194±0.0015	0.0135	0.0237±0.0016	0.0252	0.0256±0.0020	0.0250
6731 [S II]	0.0183±0.0007	0.0138	0.0179±0.0013	0.0100	0.0202±0.0013	0.0189	0.0180±0.0014	0.0182
7135 [Ar III]	0.0166±0.0006	0.0165	0.0170±0.0011	0.0161	0.0170±0.0011	0.0168	0.0178±0.0012	0.0178
4658 [Fe III]	0.0034±0.0008	0.0030	0.0034±0.0034	0.0043	0.0056±0.0018	0.0066	0.0035±0.0016	0.0038
log F(H $\beta$ ) <sup>a</sup>	-13.698±0.020	-13.699	-14.077±0.023	-14.076	-14.409±0.030	-14.403	-14.591±0.039	-14.592
R <sub>out</sub> , pc	308.4±62	230.4	257.4±12.8	254.4	160.6±8.0	165.6	128.5±6.4	128.3
$\chi^2$	...	11.2	...	10.3	...	15.4	...	1.53
Число розрахованих ФМС	...	5034	...	1226	...	5034	...	5034

<sup>a</sup> Потіки  $F(H\beta)$  дано в  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  на відстані Землі, відкоректовані за міжзоряне поглинання.

Таблиця 3. Продовження таблиці 2.

На рис. 2 показано йонізуючі Лус-спектри, отримані під час пошуку ОФМС та розподіл за радіусом зони НII значень йонізуючого параметра  $U$ . Видно, що максимальне поле йонізуючого випромінювання припадає на центральні ділянки (0.6NE та Center відповідно) зони НII. До країв зони НII потужність поля йонізуючого випромінювання майже симетрично спадає. На цьому та наступних рисунках похибки симетризовані максимізацією.

На рис. 3 показано розподіл за радіусом зони НII значень внутрішнього радіуса ( $R_{in}$ ) ОФМС, фактора наповнення (*filling factor*) та параметрів степеневого розподілу густини вздовж радіусів циліндричних ОФМС — концентрації водню на внутрішній межі туманности ( $n_H(R_{in})$ ) та нахилу ( $\gamma$ ). Видно, що внутрішній радіус найменший у центральних ділянках зони НII, водночас у цих ділянках  $n_H(R_{in})$  досягає максимального значення і концентрація спадає назов-

ні циліндрів повільніше, ніж у зовнішніх ділянках. Також, видно, що *filling factor* набирає свого мінімального значення і в центральних ділянках, зростаючи в зовнішніх. Усе це сукупно приводить до висновку, що ми маємо справу з дуже молодим спалахом зореутворення всередині зони НІ, тому зоряний вітер від окремих зір ще не об'єднався в супервітер, який би мав видути велику каверну, збільшивши тим самим внутрішні радіуси циліндричних ОФМС. Також отримані розподіли *filling factor*, з одного боку, та  $n_H(R_{in})$  і  $\gamma$ , з іншого, говорять про те, що в

центральних ділянках даної зони НІ газ перебуває у згустках із високою концентрацією і відстані між цими згустками є більшими, ніж у зовнішніх ділянках. Але це й очікувалося, оскільки збільшення активності спалаху зореутворення до центральних ділянок означає, що в останніх газ має бути сконцентрованим у згустках з високою концентрацією, у яких і народжуються зірки. Чим більший *filling factor*, тим менше таких згустків і тим менша активність спалаху зореутворення.

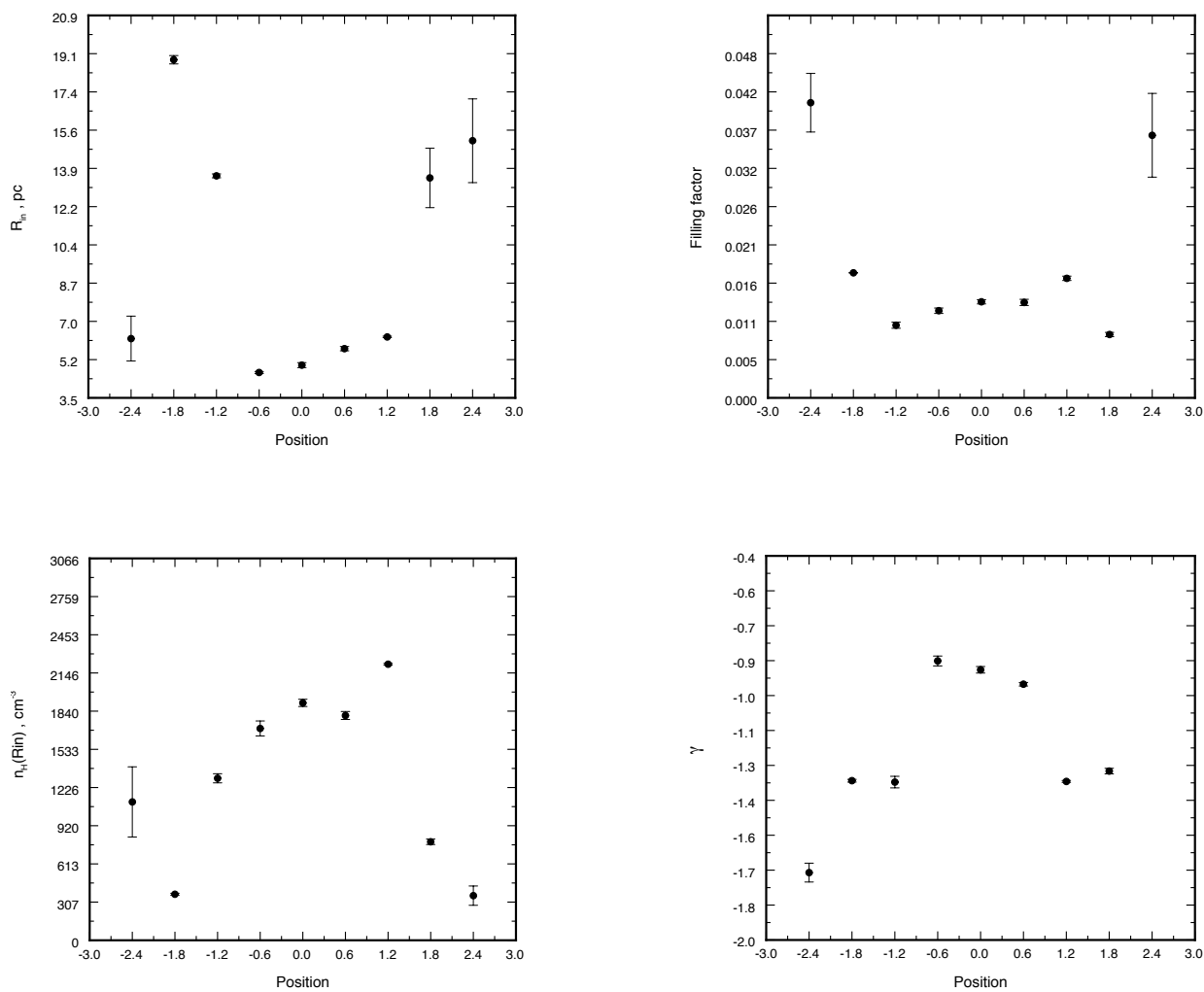


Рис. 3. Розподіли вздовж зони НІ в БККГ SBS0335-052 значень внутрішнього радіуса, фактора наповнення, концентрації водню на внутрішньому радіусі та нахилу степеневого розподілу концентрації водню, отриманих у результаті пошуку ОФМС.

На рис. 4 показано розподіли хемічного вмісту ОФМС за радіусом зони НІ. Результати ОФМС позначені заповненими кружечками (OPhM). Для порівняння наведено також хемічний вміст, отриманий в [1] (незаповнені кружечки ICFGGT99) та з використанням нових ICF, одержаних у [23] (незаповнені трикутники ISMGT05). Як видно з рисунків, вміст He/H максимальний у центральних ділянках, однак

на крайніх ділянках збільшуються його похибки. Тому можна сказати, що усереднений за щільною (радіусом зони НІ) вміст He/H збігається в межах похибки з відповідним вмістом, який отримали Ізотов та ін. [1]. Вміст O/H, Ne/H та S/H, одержаний з ОФМС, систематично вищий від відповідного вмісту, який отримали Ізотов та ін. [1] за допомогою емпіричних методів. Вміст Ar/H з ОФМС є для більшості ділянок



нижчим порівняно з даними [1], однак, перераховуючи останній з використанням нових ІСГ [23], бачимо, що характер розподілу цього вмісту повністю відтворює відповідний розподіл з ОФМС і є систематично

нижчим від останнього. Що стосується Fe/H, то маємо для більшості ділянок збіг даних ОФМС з відповідними даними інших авторів.

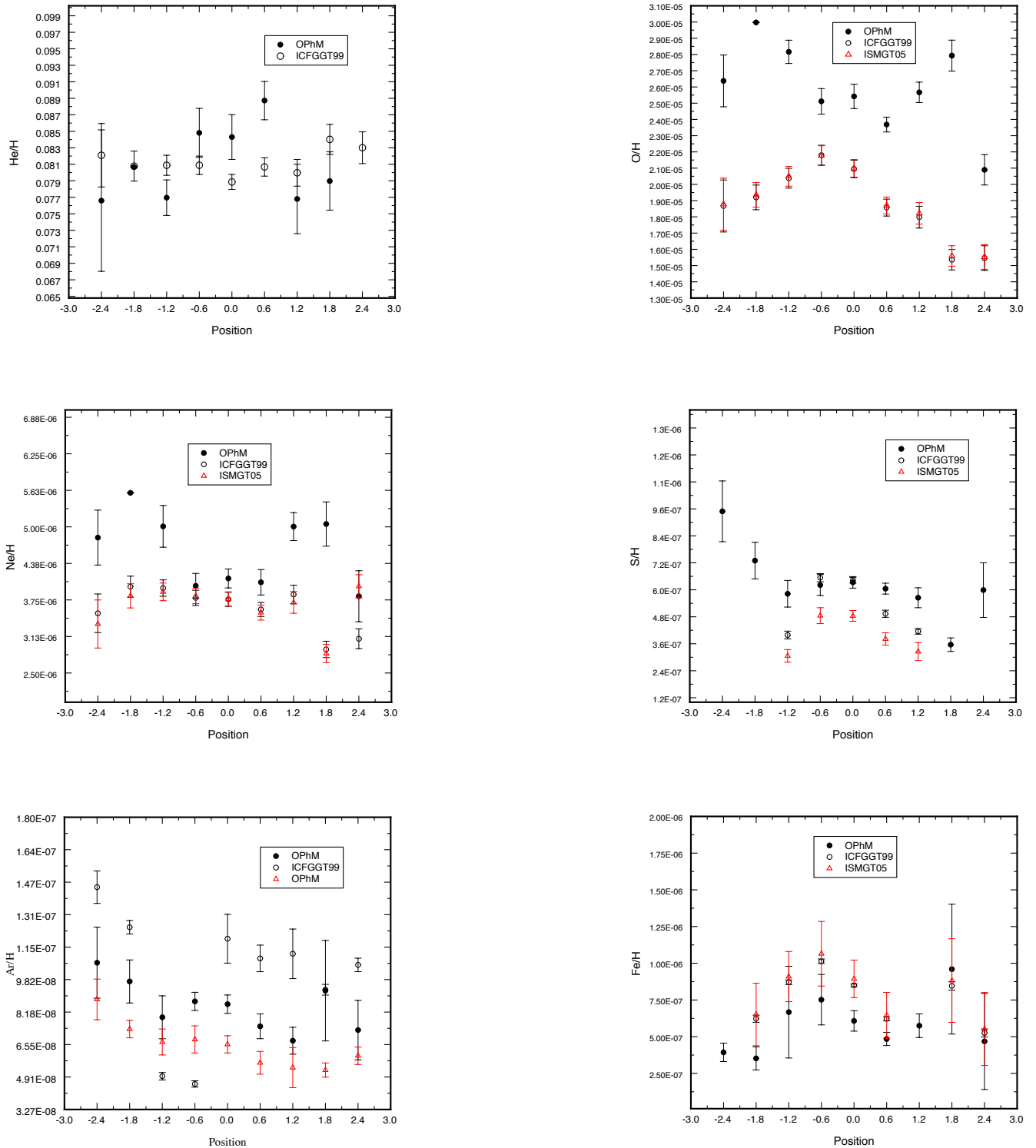


Рис. 4. Розподіл відносного вмісту хемічних елементів уздовж радіуса ділянки НІІ в БККГ SBS0335-052.

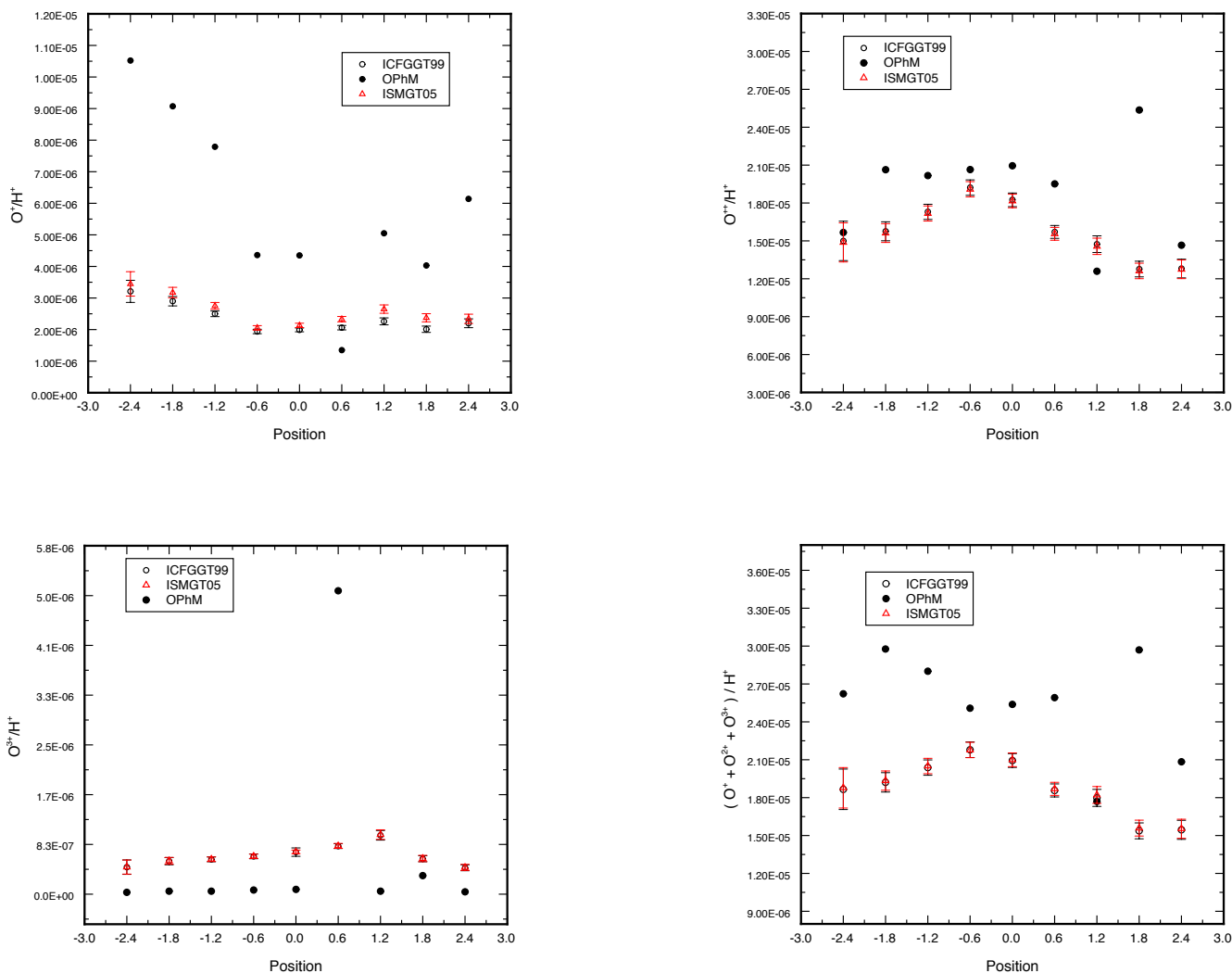


Рис. 5. Розподіл відносного усередненого за об'ємом йонного вмісту кисню в різних стадіях йонізації та їх сумарних значень уздовж ділянки НП в БККГ SBS0335-052.

Як бачимо, найбільші відхилення як за характером розподілу, так і за значеннями маємо для  $O/H$ . Для з'ясування питання, яка ж із стадій йонізації кисню відіграє ключову роль у формуванні цього відхилення, ми побудували розподіли  $O^+/H^+$ ,  $O^{++}/H^+$  та  $O^{3+}/H^+$  за радіусом зони НП, зображені на рис. 5. Як видно, головну роль у формуванні відхилення відіграють  $O^+/H^+$  та  $O^{2+}/H^+$ . З одного боку, причиною таких відмінностей може бути те, що емпіричні методи, на відміну від ОФМС, приймають відповідний йонний вміст сталим по всій зоні, де він світиться. З іншого боку, такі фізичні характеристики, як електронна температура та концентрація у зоні світіння відповідного йона визначаються в емпіричних методах за допомогою певних діагностичних співвідношень між інтенсивностями відповідних ліній, яких ОФМС не використовує в явному вигляді. Тепер ми розробляємо метод ОФМС, який використовуватиме такі діагностичні співвідношення при порівнянні модельних результатів із відповідними спотережуваними даними.

Оскільки, як було зазначено вище, метод ОФМС є незалежним від параметрів функції початкових мас (IMF) та еволюційних параметрів (характер та вік процесу зореутворення) йонізуючого зоряного кластера, то ми можемо отримати ці параметри шляхом пошуку оптимальної моделі спалаху зореутворення, який би давав Лус-спектр, максимально наближений до отриманого з ОФМС. У праці [11] автори описують код *Starburst99* для моделювання спалахів зореутворення, а також сітку синтетичних моделей спалахів зореутворення, розраховану за допомогою *Starburst99* за вище згаданими параметрами.

На рис. 6 ми зобразили Лус-спектри тих спалахів зореутворення, які найліпше відтворюють Лус-спектри, одержані в ОФМС. Порівняння проводили для енергій квантів, менших від  $4Ry$  ( $\lambda > 228 \text{ \AA}$ ), оскільки ні один зі спалахів зореутворення не може пояснити велику кількість квантів з енергіями  $E_{h\nu} \geq 4Ry$ . У праці [24] читач може знайти докладний огляд цієї проблеми, а також аналіз моделей, які пробують пояснити наявність великої кількості цих квантів.

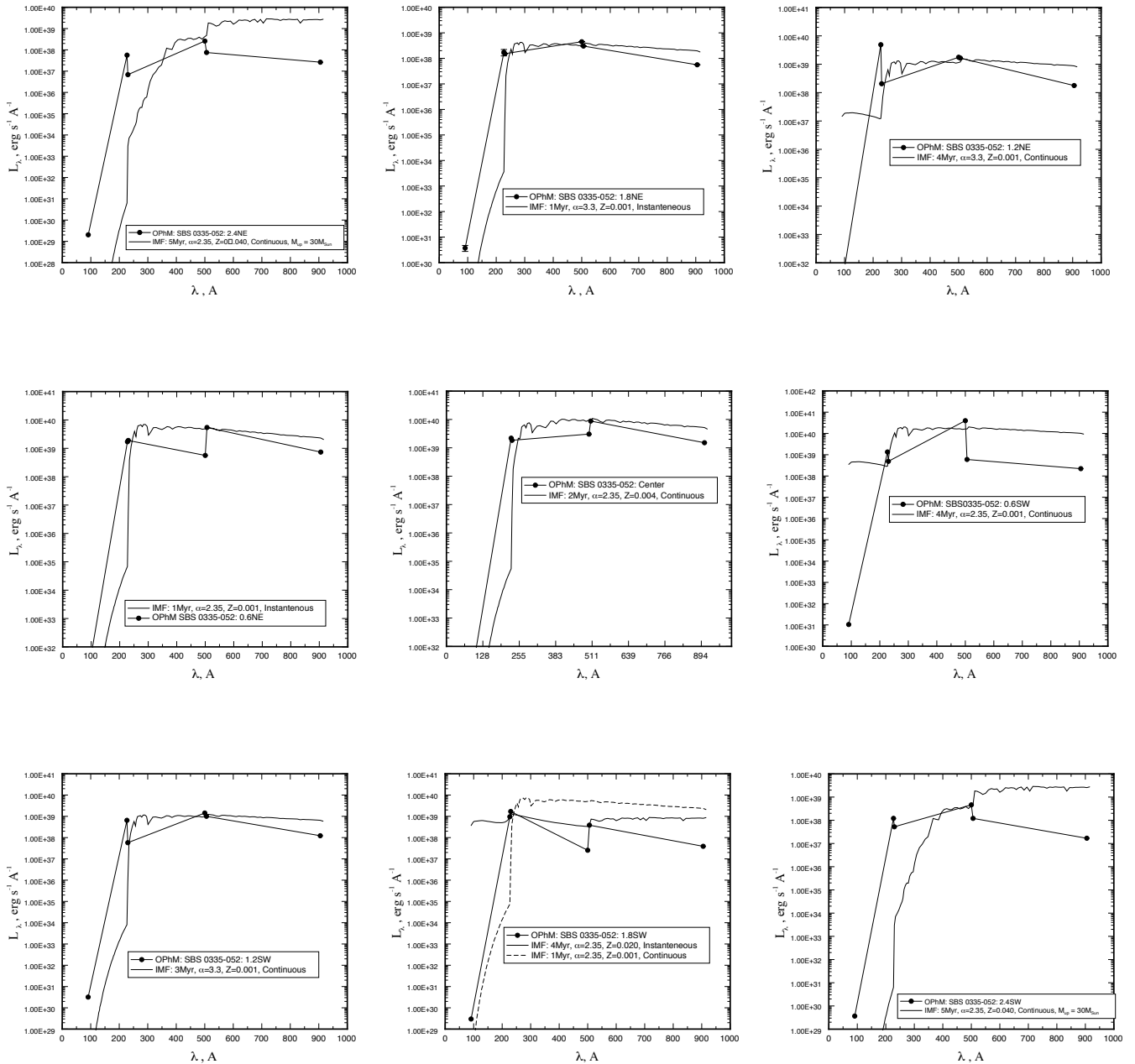


Рис. 6. Пошук розподілу параметрів спалаху зореутворення вздовж зони НII в БККГ SBS0335-052, заснований на максимальному відворненню Лус-спектрами моделей спалахів зореутворення Лус-спектрів, отриманих в ОФМС. Тут  $L_{\lambda}$  — світність в одиничному інтервалі довжин хвиль, а  $\lambda$  — довжина хвилі електромагнетного випромінювання.

На рисунках також наведено відповідні параметри спалаху зореутворення: у тих моделях, де верхня межа на масу зір не вказана,  $M_{\text{up}} = 100M_{\odot}$ , нижня межа на маси в усіх моделях  $M_{\text{low}} = 1M_{\odot}$ ,  $\alpha$ -індекс степеневого розподілу кількості зір за масами,  $Z$  — металічність. Як бачимо, для всіх ділянок зони НII в БККГ SBS0335-052 вік спалаху зореутворення є у межах 1–5 Мут. У більшості ділянок металічність зір дорівнює 0.001–0.004. Тобто зона НII є дуже молодою і зореутворення у більшості з її частин відбувається вперше і має протяжний (*Continuous*) характер. Звичайно, порівнюючи Лус-спектри з ОФМС і з сіт-

кою моделей [11], ми бачимо, наскільки останні грубо наближаються до перших. Тому однією із задач майбутнього ми поставили собі побудувати детальнішу сітку моделей спалахів зореутворення, щоб прецизійніше визначити їхні параметри. Однак навіть із такого порівняння видно, що ні один зі спектрів сітки синтетичних моделей спалахів зореутворення не може відтворити кількість квантів з енергіями  $E_{h\nu} \geq 4\text{ Ry}$  ( $\lambda \leq 228 \text{ Å}$ ), отриманих в ОФМС. Лус-спектр у цьому енергетичному інтервалі визначали в ОФМС так, щоб відтворити спостережуваний потік у лінії  $\lambda 4686\text{Å}$ . Тому кількість квантів з енергіями  $E_{h\nu} \geq 4\text{ Ry}$  у Лус-

спектрах, отриманих за допомогою ОФМС, є, на нашу думку, достатньо достовірною. Звідси випливає висновок, що в зоні НІ є значно більше йонізуючих квантів з енергіями  $E_{h\nu} \geq 4Ry$ , ніж можуть дати зірки. Тому маємо ще одне підтвердження результатів праці [24], у якій для пояснень такого надлишку проаналізовано відмінні від зоряних механізми їх генерації. Це можуть бути як ударні хвилі від Наднових [24], так і, на нашу думку, каверни зоряного вітру навколо молодих зір, які утворюються із загальмованого гарячого газу зоряного вітру за фронтом ударної хвилі зоряного вітру. Такі каверни можуть давати близький до чорнотільного Лус-спектр з ефективною температурою в сотні тисяч кельвінів, а отже й формувати надлишки (стосовно до зоряної частини) квантів в енергетичному діапазоні  $E_{h\nu} \geq 4Ry$ .

Тут слід зробити декілька зауважень щодо отриманих результатів. Перше стосується того, що згустки зореутворення в НІ розкидані за її об'ємом. Оскільки йонізуюче випромінювання від скупчень зореутворення поширюється в усіх напрямках, а також у туманності існує дифузне йонізуюче випромінювання, яке поширюється у довільному напрямку, то можна стверджувати, що світіння в кожній із розглянутих вище циліндричних частин зони НІ збуджується випромінюванням не тільки від йонізуючих ядер, що перебувають у цій частині. Однак, якщо припустити, що кількість йонізуючих квантів, що входять у цю циліндричну частину зони НІ із сусідніх частин, дорівнює кількості йонізуючих квантів, які виходять з неї, то в такому наближенні можна прийняти, що основна кількість йонізуючих квантів, які збуджують світіння в цій циліндричній частині зони НІ, походить від йонізуючих джерел, що перебувають у ній. У такому наближенні Лус-спектр, отриманий за допомогою ОФМС цієї циліндричної частини зони НІ, можна використовувати для аналізу зоряного населення в цій частині.

Друге зауваження слід зробити щодо форми Лус-спектра, одержаного з ОФМС циліндричної частини

зони НІ. Форму Лус-спектра підбираємо в ОФМС так, щоб відтворити спостережувані характеристики цієї частини. Однак через можливість попадання йонізуючих квантів із сусідніх частин зони НІ з відмінним енергетичним розподілом від суперпозиційного зоряного Лус-спектра цієї частини зони НІ може виникати питання про коректність застосування отриманого з ОФМС Лус-спектра для визначення параметрів спалаху зореутворення. Ми пропонуємо такі шляхи для перевірки згаданої коректності. По-перше, якщо Лус-спектри, одержані за допомогою ОФМС цієї й сусідніх циліндричних частин зони НІ близькі, то жодних проблем немає. Однак, як видно з рис. 6, такі випадки рідко трапляються. Якщо ж останні сильно не збігаються, слід порівнювати форми відповідних Лус-спектрів з моделі спалаху зореутворення, отримані шляхом відтворення Лус-спектрів з ОФМС. Звичайно, порівнювати необхідно лише за потоками з енергіями квантів  $E_{h\nu} < 4Ry$ . Якщо форми таких Лус-спектрів з даної і сусідніх до неї циліндричних частин зони НІ близькі (напр., оптимальні Лус-спектри для спалахів зореутворення із циліндричних частин 0.6NE, Center, 0.6SW, 1.2SW) або збігаються, то це може свідчити про те, що відмінності відповідних Лус-спектрів з ОФМС зумовлені суттєвою різницею між кількістю вхідних і вихідних йонізуючих фотонів для цієї циліндричної частини зони НІ.

**Подяки.** Ця робота виконана в межах держбюджетної фундаментальної науково-дослідної теми ФА-56Ф Міністерства освіти і науки України, номер держреєстрації 0106U001295. Більшість із описаних досліджень автор виконав, стажуючись в Головній астрономічній обсерваторії (ГАО) НАН України (м. Київ). Автор вдячний завідувачеві відділу фізики зір та галактик ГАО чл.-кор. НАН України док. фіз.-мат. наук Ю. І. Ізотову за корисні консультації під час досліджень, представлених у цій праці, а також за надану можливість використовувати комп'ютери відділу ГАО для описаного в цій статті моделювання.

- 
- [1] Yu. I. Izotov, F. H. Chaffee, C. B. Foltz, R. F. Green, N. G. Guseva, *Astrophys. J.* **527**, 757 (1999).  
 [2] N. G. Guseva, Yu. I. Izotov, P. Papaderos, F. H. Chaffee, C. B. Foltz, R. F. Green, T. X. Thuan, J. Fricke, K. G. Noeske, *Astron. Astrophys.* **378**, 756 (2005).  
 [3] Yu. I. Izotov, T. X. Thuan, V. A. Lipovetsky, *Astrophys. J.* **435**, 10 (1994).  
 [4] Yu. I. Izotov, T. X. Thuan, V. A. Lipovetsky, *Astrophys. J.* **108**, 1 (1997).  
 [5] Yu. I. Izotov, T. X. Thuan, *Astrophys. J.* **511**, 639 (1999).  
 [6] В. В. Головатый, Б. Я. Мелех, *Астрон. журн.* **79**, 867 (2002).  
 [7] Б. Я. Мелех, дис. канд. фіз.-мат. наук, Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів (2002).  
 [8] В. В. Головатый, Б. Я. Мелех, *Астрон. журн.* **82**, 668 (2005).  
 [9] В. В. Головатый, Б. Я. Мелех, *Астрон. журн.* **82**, 755 (2005).  
 [10] В. В. Головатый, Б. Я. Мелех, *Кинем. физ. небесн. тел* **18**, 362 (2002).  
 [11] C. Leitherer, D. Schaerer, J. D. Goldader, R. G. Delgado, C. Robert, D. F. Kune, D. F. de Mello, D. Devost, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **123**, 3 (1999).  
 [12] C. Leitherer, T. M. Heckman, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1999, **96**, 9 (1995).  
 [13] G. Stasinska, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **83**, 501 (1990).  
 [14] V. Luridiana, A. Peimbert, M. Peimbert, M. Cervino, *Astrophys. J.* **592**, 846 (2003).  
 [15] G. Stasinska, D. Schaerer, *Astron. Astrophys.* **351**, 72 (1999).  
 [16] B. Ya. Melekh, V. V. Holovaty, Yu. I. Izotov (accepted

- to publication in Astron. Rep.).
- [17] Б. Я. Мелех, Журн. фіз. досл. **4**, 225 (2000).
- [18] E. Brinks, S. Pustilnik, T. X. Thuan, Yu. I. Izotov, Rev. Mex. Astron. Astrofis. **12**, 253 (2002).
- [19] G. J. Ferland, *Hazy, a Brief Introduction to Cloudy* (University of Kentucky, Physics Department Internal Report, 2005), <http://www.nublado.org>.
- [20] P. A. M. van Hoof, Ph. D. thesis (Rijksuniversiteit Groningen, 1997).
- [21] Y. I. Izotov, T. X. Thuan, Astrophys. J. **511**, 639 (1999)
- [22] B. Ya. Melekh, V. V. Holovaty, Yu. I. Izotov (in preparation to publication in Astron. Rep.).
- [23] Yu. I. Izotov, G. Stasinska, G. Maynet, N. G. Guseva, T. X. Thuan, preprint astro-ph/0511644 (2005).
- [24] T. X. Thuan, Yu. I. Izotov, Astrophys. J. Suppl. Ser. **161**, 240 (2005).

**OPTIMIZED PHOTOIONIZATION MODELLING OF HII REGION IN BLUE COMPACT DWARF GALAXY SBS 0335-052**

B. Ya. Melekh

*Ivan Franko National University of Lviv, Department for Astrophysics,  
8 Kyryla i Mefodija St., Lviv, UA-79005, Ukraine,  
e-mail: melekh@physics.wups.lviv.ua*

On the basis of the observed spectra obtained in [N. G. Guseva, Yu. I. Izotov, P. Papaderos, F. H. Chaffee, C. B. Foltz, R. F. Green, T. X. Thuan, J. Fricke, K. G. Noeske, Astron. Astrophys. **378**, 756 (2005)] using 10-m KeckII telescope from different apertures positioned along the HII region in blue compact dwarf galaxy (BCDG) SBS 0335-052 the optimal cylindrical photoionization models (OPhMs) of the corresponding different part of this object were found. The height and radius of every cylinder were defined by angular sizes of the apertures and HII region, respectively, and by the distance to the object. The free parameters of OPhMs were: the radial hydrogen distribution into the corresponding cylinder, filling factor, energy distribution in the ionizing spectra (Lyc-spectrum) and relative abundances of the chemical elements. As a result the distributions of the physical characteristics and the chemical composition over radius of this HII region were obtained. Because Lyc-spectra in OPhMs were found independently of the initial mass function (IMF) of the stellar ionizing cluster in this HII region the parameters of IMF, characters and ages of the starburst in this galaxy were found on the basis of those obtained from OPhMs Lyc-spectra.