

ВИЗНАЧЕННЯ РОЗПОДІЛУ ЕНЕРГІЇ У СПЕКТРІ ЙОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ТУМАННОСТІ ОРІОНА

Б. Я. Мелех, Р. І. Коритко, В. В. Головатий

*Львівський національний університет імені Івана Франка, кафедра астрофізики,
вул. Кирила і Мефодія, 8, Львів, 79005, Україна*

(Отримано 18 лютого 2011 р.; в остаточному вигляді — 19 жовтня 2011 р.)

Методом діагностики світіння небулярного газу (DIAGN) перевизначено значення електронних концентрацій n_e , температур T_e та йонного вмісту (X^{+m}/H^+) у 12 різних положеннях щільності на туманності Оріона. Із цією метою використано сучасні дані для ймовірностей відповідних атомних процесів. Необхідні спостережувані спектральні дані взято з праці [M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, Mon. Not. R. Astron. Soc. **179**, 217 (1977)]. Для кожної ділянки за допомогою методу NLEPP знайдено розподіл енергії у спектрі йонізуючого випромінювання за $\lambda \leq 912\text{\AA}$ (т. з. Лус-спектр). Знайдені Лус-спектри разом з іншими даними використано для розрахунку оптимізованих фотойонізаційних моделей світіння (ОФМС) тих частин туманності, спектри яких відомі. При розрахунку ОФМС враховано також уміст пилу. Розраховано два типи ОФМС — йонізаційно обмежені моделі та моделі зі зовнішнім, за межами йонізаційного фронту, газопиловим коконом. У результаті отримано уточнені Лус-спектри, які разом з іншими фізичними характеристиками, знайденими з ОФМС, будуть використані для розрахунку сітки фотойонізаційних моделей світіння туманності з метою виводу нових коректних виразів для йонізаційно-корекційних множників в умовах високометалічних зон HII.

Ключові слова: спіральні галактики, зони HII, туманність Оріона, фізичні характеристики.

PACS number(s): 98.58.Hf, 98.52.Nr, 07.05.Tp

I. ВСТУП

Туманність Оріона (NGC 1976) вважається одним із найбільш вивчених об'єктів нашої галактики. Дослідження проводили різними методами від радіо- до X-діапазонів спектра. Проте і досі є низка проблемних питань, які можна розв'язати лише сучасними точнішими методами. Передусім це стосується методів визначення температур йонізуючих зір. Якщо в класичних планетарних туманностях світіння газу збуджується одиночними гарячими зорями, то в туманності Оріона таких зір може бути значно більше. Світіння в кожній із спостережуваних частин туманності збуджується квантами з довжиною хвилі $\leq 912\text{\AA}$, джерелом яких є гарячі зорі та дифузна небулярна компонента. Тому виникає проблема визначення характеру розподілу енергії в спектрі Лус-випромінювання, що спричиняє фотойонізацію у спостережуваній частині туманності. Знання Лус-спектра є особливо важливим для розрахунку оптимізованих фотойонізуючих моделей світіння (ОФМС) туманності Оріона з метою точнішого визначення фізичних характеристик та хімічного складу небулярного газу.

Для цього на кафедрі астрофізики розроблено ряд прикладних комп'ютерних програм, які дають змогу більш комплексно підійти до розв'язання поставленої в цій статті задачі. У другому розділі статті описано методи діагностики небулярного газу, наведено результати визначення електронної концентрації n_e , температури T_e та йонного вмісту (X^{+i}/H^+) в 12 частинах туманності Оріона. У третьому розділі статті

наведено результати розрахунку Лус-спектрів йонізуючих джерел для 12 згаданих вище частин даної області HII. У четвертому розділі описано результати корекції Лус-спектрів методом (ОФМС).

II. ВИЗНАЧЕННЯ ЕЛЕКТРОННОЇ КОНЦЕНТРАЦІЇ n_e , ТЕМПЕРАТУРИ T_e ТА ЙОННОГО ВМІСТУ (X^{+i}/H^+)

Існує декілька методів визначення n_e і T_e в газових туманностях (ГТ), кожен із яких має свої переваги й недоліки. Найбільш інформативним у наш час є так званий метод “перетину кривих” залежності n_e - T_e для різних співвідношень між інтенсивностями емісійних рекомбінаційних, заборонених та інтеркомбінаційних ліній одного й того ж йона X^{+m} . Об'ємні коефіцієнти випромінювання (енергія, яка випромінюється за одиницю часу одиничним об'ємом небулярного газу) в таких лініях легко розраховувати, якщо відомі необхідні ймовірності процесів, які приводять до їх утворення. Для більшості емісійних ліній, особливо заборонених та інтеркомбінаційних, небулярні середовища є прозорими, і це сильно спрощує їх застосування для визначення n_e , T_e і $n(X^{+m})/n(H^+)$.

Рекомбінаційні лінії утворюються після захоплення йоном вільного електрона на один зі збуджених енергетичних рівнів. Із цього рівня електрон робить каскадні переходи на нижчі рівні, і кожен раз випромінюється лінія, що відповідає цьому переходу.

Об'ємний коефіцієнт випромінювання в рекомбінаційній лінії з довжиною хвилі λ_{ij} йона X^{+m} при пере-

ході з верхнього рівня i на нижчий рівень j записуємо у вигляді:

$$\varepsilon^{\text{rec}}(\lambda_{ij}, X^{+m}) = n_i A_{ij} hc / \lambda_{ij}, \quad (1)$$

де n_i — заселеність рівня i , A_{ij} — імовірність спонтанного переходу.

Об'ємний коефіцієнт випромінювання ε^{rec} зручніше визначати через число ефективних рекомбінацій α_{eff} на цей рівень n_i за формулою:

$$\varepsilon^{\text{rec}}(\lambda_{ij}, X^{+m}) = n(X^{+m+1})n_e \times \alpha_{\text{eff}}(\lambda_{ij}, X^{+m})hc / \lambda_{ij}, [\text{ерг}/\text{см}^3 \cdot \text{с}], \quad (2)$$

де $\alpha_{\text{eff}}(\lambda_{ij}, X^{+m}) = \alpha_{\text{eff}}^{\text{rad}} + \alpha_{\text{eff}}^{\text{di}}$ — ефективний коефіцієнт рекомбінації (радіативної й діелектронної) у цій лінії і залежить лише від n_e і T_e . Детальні розрахунки ефективних коефіцієнтів рекомбінації $\alpha_{\text{eff}}^{\text{rad}}$ у різних лініях N і HeI проведено в роботах Броклерхюрста [3, 4], Гаммера і Сторі [5], Смітса і Бенжаміна [6, 7], Портера [8] та ін., а в різних лініях йонів C, N, O — у праці Нікітіна та ін. [9]. Ці розрахунки показали, що залежність $\alpha_{\text{eff}}^{\text{rad}}$ від n_e дуже слабка і здебільшого нею можна знехтувати. У працях [6–8, 10] враховано ударне збудження HeI електронами й ефекти переносу випромінювання в лініях HeI.

При діелектронній рекомбінації захоплення вільного електрона (спочатку здійснюються без випромінювання) переводить йон за рахунок кінетичної енергії цього електрона у двічі збуджений стан нижчої стадії йонізації. Потім ідуть стабілізуючі каскадні переходи збуджених електронів на рівні з меншою енергією. При кожному з таких переходів випромінюються кванти відповідних ліній. Об'ємний коефіцієнт випромінювання в таких лініях також розраховують за формулою (2). Значення ефективних коефіцієнтів рекомбінацій у різних лініях йонів C, N, O та ін. наведено в працях Нуссбаумера і Сторі [11], [12], Сторі [13]. Їх часто апроксимують виразом:

$$\alpha_{\text{eff}}^{\text{di}}(t_e) = a \cdot t_e^b, \quad (3)$$

де $t_e = T_e/10000\text{K}$. Для ліній, які використовують у розрахунках, значення a і b отримані апроксимацією даних із названих вище праць.

Для ліній, збуджених зіткненнями, можна знехтувати всіма рівнями, які лежать вище і розглядати переходи й рівняння статистичної рівноваги тільки для невеликої кількості найнижчих рівнів (зазвичай для 5). Енергія, випромінена в таких лініях при переході з верхнього рівня i на нижній j , $i > j$, також описується виразом (1). Для її обчислення необхідно знати заселеності рівнів, при переходах з яких виникають лінії.

Відносні заселеності рівнів можна розрахувати, використавши для кожного з них умову статистичної рівноваги для зіткнувальних і спонтанних переходів на цей рівень і з нього. Рекомбінаціями на метастабільні рівні (при переході з яких виникають заборонені лінії), у більшості випадків можна знехтувати, оскільки зіткнувальні процеси відбуваються на декілька порядків частіше від рекомбінаційних. Умову

статистичної рівноваги для рівня j описують рівнянням (4):

$$\sum_{i=1}^{j-1} n_i b_{ij} + \sum_{k=j+1}^N n_k (A_{kj} + a_{kj}) = n_j \left(\sum_{i=1}^{j-1} (A_{ji} + a_{ji}) + \sum_{k=j+1}^N b_{jk} \right), \quad (4)$$

де n_i, n_j, n_k — відносні заселеності відповідних рівнів, N — кількість ураховуваних рівнів, A_{kj} і A_{ji} — імовірності спонтанних переходів із відповідного верхнього рівня на нижній, a_{kj} і a_{ji} — відповідні коефіцієнти ударної деактивації, b_{ij} і b_{jk} — відповідні коефіцієнти ударного збудження. Ліва частина цього рівняння (4) описує процеси, що збільшують заселеності рівнів, а права — процеси, що зменшують їх. Ця система рівнянь доповнюється очевидною умовою:

$$\sum_{k=1}^N n_k = 1. \quad (5)$$

Отже, система рівнянь, що складається з $N - 1$ виразів (4) для всіх рівнів $i = 2, 3 \dots N$ і доповнена рівнянням (5), є системою N -лінійних рівнянь із N невідомими. Її розв'язок дає відносні населеності рівнів, які є функціями n_e і T_e . Тоді коефіцієнт випромінювання в забороненій лінії, що виникає при переході між двома рівнями $i \rightarrow j$, ($i < j$), запишемо так:

$$\varepsilon_{ij}^{\text{col}}(\lambda) = n_e \cdot n(X^{+m}) h \nu_{ji} \cdot q(\lambda, T_e), [\text{ерг}/\text{см}^3 \cdot \text{с}]; \quad (6)$$

$q(\lambda, T_e) = \frac{8.63 \cdot 10^{-6}}{q_i \cdot T_e^{1/2}} \cdot \gamma_{ij}(T_e) \cdot \exp\left[\frac{h\nu_{ji}}{kT_e}\right]$, значення $\gamma_{ij}(T_e)$ наведені в компіляції Головатого та ін. [14].

Параметр $\gamma_{ij}(T_e)$ можна записати у вигляді:

$$\gamma_{kj}(t_e) = k \cdot t_e^\eta, \quad (7)$$

де $t_e = T_e/10000\text{K}$. Значення K і η отримані апроксимацією відповідних даних праці [15]. Якщо величини $\gamma_{ij}(T_e)$ наведені для переходів між термами, то при визначенні їхніх значень для переходів між рівнями ми використовували такі співвідношення:

$$\gamma(P_j^3 - D_2^1) = \frac{2j+1}{9} \gamma(P^3 - D^1),$$

$$\gamma(P_j^3 - S_0^1) = \frac{2j+1}{9} \gamma(P^3 - S^1). \quad (8)$$

Відповідно до статичних ваг рівнів $g_j = 2J + 1$ (J — повний момент рівня j).

Спостережувані інтенсивності емісійних ліній визначають переважно відносно інтенсивності лінії H_β . Здебільшого визначають також абсолютний потік у лінії H_β . Знайдені таким способом інтенсивності емісійних ліній є інтегральними, і інтегрування проводимо по всьому об'єму випромінюючого газу:

$$\frac{I(\lambda, X^{+m})}{I(H_\beta)} = \frac{\int_{(V)} \varepsilon(\lambda, X^{+m}) dV}{\int_{(V)} \varepsilon(H_\beta) dV} \approx \frac{\varepsilon(\lambda_{ij}, X^{+m})}{\varepsilon(H_\beta)}. \quad (9)$$

Із рівнянь типу (1) і (9) можна бути знайти відносну концентрацію іонів $n(X^{+m})/n(H^+)$ як для рекомбінаційних ліній, наприклад HeI,

$$\frac{n(\text{He}^+)}{n(\text{H}^+)} = \frac{\lambda(\text{He}^+)}{4861} \cdot \frac{\alpha_{\text{eff}}(\text{H}\beta)}{\alpha_{\text{eff}}(\text{HeI})} \cdot \frac{I(\lambda_{ij}, \text{He}^+)}{I(\text{H}\beta)}, \quad (10)$$

так і для заборонених та інтеркомбінаційних ліній

$$\frac{n(X^{+m})}{n(\text{H}^+)} = \frac{\lambda_{ij}(X^{+m})}{4861} \cdot \frac{n_e \alpha_{\text{eff}}(\text{H}\beta)}{n_i(X^{+m})} \cdot \frac{I(\lambda_{ij}, X^{+m})}{I(\text{H}\beta)}, \quad (11)$$

де довжини хвиль λ виражені в ангстремах. Населеність рівня n_i необхідно шукати з розв'язку рівнянь статистичної рівноваги (4).

Для визначення електронної концентрації n_e , температури T_e , йонного вмісту $\frac{n(X^{+m})}{n(\text{H}^+)}$ ми використали комп'ютерну програму DIAGN [16]. Відношення інтенсивностей одного й того ж йона X^{+m} залежатиме в основному від n_e і T_e , тобто $I(\lambda_1, X^{+m})/I(\lambda_2, X^{+m}) = f(n_e, T_e)$. Аналогічні залежності розраховують для співвідношень інтенсивностей інших йонів різних хімічних елементів. Слід зауважити, що функція $f(n_e, T_e)$ залежить ще й від заселеності рівнів відповідних йонів. Ці заселеності програма DIAGN розраховує для п'ятирівневого атома/йона з розв'язку рівнянь статистичної рівноваги (4).

Програма DIAGN дає змогу розраховувати залежності T_e від n_e для чотирьох зон різного ступеня йонізації, у яких випромінюють відповідні йони: 1 – [OI],

2 – [OII], 3 – [OIII], 4 – [HeII]. За наявності достатньої кількості діагностичних співвідношень між інтенсивностями відповідних ліній, $\frac{I\lambda_1}{I\lambda_2}$, програма може розраховувати n_e , T_e і відповідно йонні вмісти $n(X^{+m})/n(\text{H}^+)$ для кожної зони окремо.

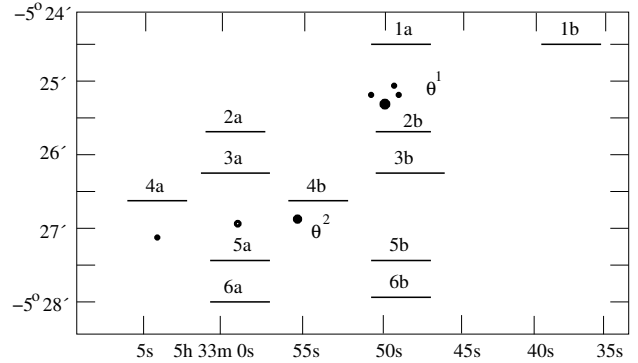


Рис. 1. Схема положень щілини спектрографа для 12 позицій на туманності Оріона.

Для наших обчислень ми використали спектри, направлені за міжзоряне поглинання, для 12 положень щілини на туманності Оріона (див. рис. 1) з праці [1]. Для частин туманності, у яких не спостерігається лінія $\lambda 4686 \text{ HeII}$, ми приймали її відносну інтенсивність, рівною 0.0001. Схема вибраних положень щілини спектрографа для 12 положень на туманності Оріона показана на рис. 1. Результати визначення n_e , T_e і X/H^+ для цих частин області III наведені в таблицях 1 і 2 і показані на рис. 2.

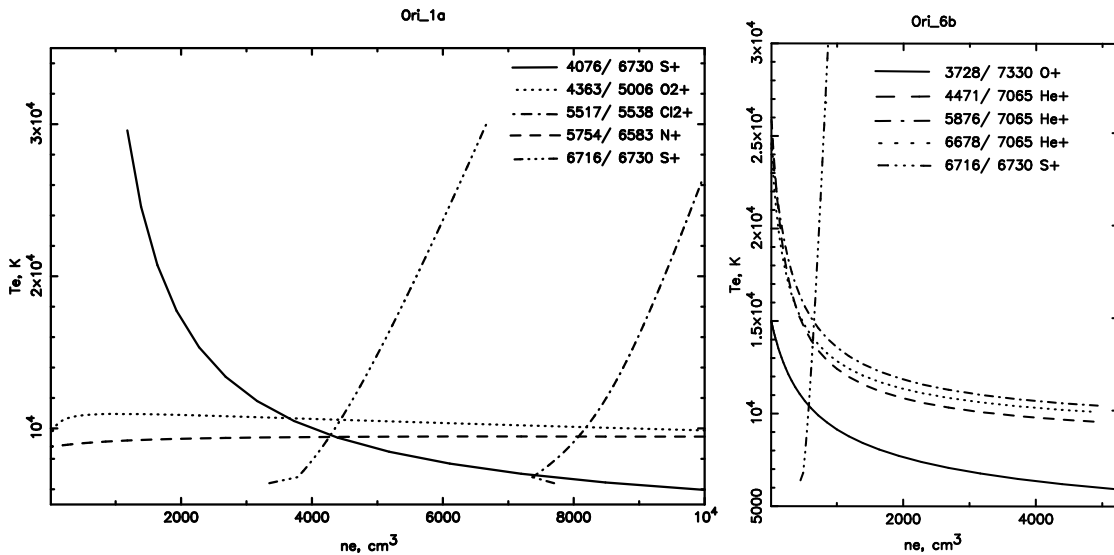


Рис. 2. Залежність інтенсивностей діагностичних ліній HeI, [OII], [SII] від n_e і T_e .

Зірочкою (*) у таблиці 1 позначені області, у яких не спостерігалася лінія $\lambda 4363[\text{OIII}]$. Цифрам 1, 2, 3, 4 відповідають зони йонізації хімічних елементів: 1 – O[I], N[I]; 2 – O[II], N[II], S[II]; 3 – O[III], Ne[III] і т. д.; 4 – Ar[IV], Ar[V], Ne[V], HeII і т. д. Оскільки було важко поділити кожну область на чотири зони, то n_e і T_e^{Our} визначали у двох зонах: (1+2) і (3+4). У таблиці

також наведені значення T_e^{MD} , отримані за виразами (4) і (5) з праці [45], для 3-ої і 2-ої зон йонізації відповідно (у позначеннях методу DIAGN). Видно, що значення T_e^{Our} і T_e^{MD} відрізняються в різних частинах туманності Оріона приблизно на 1000 К. Така відмінність зумовлена різними підходами до визначення електронних температур та концентрацій у зонах йо-

нізації. У праці [45] в ітеративний спосіб використовували визначення цих параметрів за допомогою окремо тільки T_e та n_e чутливих співвідношень, а у цій праці використано метод перетину кривих $T_e - n_e$, отриманих для всіх доступних діагностичних співвідношень між інтенсивностями емісійних ліній у різних зонах йонізації. У першому підході використовують класичні діагностичні співвідношення, однак нехту-

ють усіма доступними іншими. Другий підхід ураховує всі доступні діагностичні співвідношення, однак для частини з них можуть бути ненадійні атомні дані. Тому зробити висновок про перевагу якогось із двох методів важко. Чи сильно вплине відмінність у електронних температурах на визначення йонізуючих Лус-спектрів? На це запитання ми дамо відповідь нижче, у підрозділі III. В.

Позиції щілини	Зони	$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e^{\text{Our}}, \text{K}$	$T_e^{\text{MD}}, \text{K}$	Позиції щілини	Зони	$n_e, \text{см}^{-3}$	$T_e^{\text{Our}}, \text{K}$	$T_e^{\text{MD}}, \text{K}$
Ori_1a	1	4173.	10245.		Ori_4a*	1	531.	8218.	
	2	4173.	10245.	9109		2	531.	8218.	7611
	3	8088.	9473.	8378		3	531.	8218.	7686
	4	8088.	9473.			4	531.	8218.	
Ori_1b		665.	9038.		Ori_4b		982.	10846.	
		665.	9038.	8102			982.	10846.	8655
		576.	8888.	7913			969.	9576.	8168
		576.	8888.				969.	9576.	
Ori_2a		719.	9280.		Ori_5a		670.	7993.	
		719.	9280.	8290			670.	7993.	7920
		707.	9138.	8000			1251.	9953.	7829
		707.	9138.				1251.	9953.	
Ori_2b		1274.	18763.		Ori_5b		618.	12743.	
		1274.	18763.	9249			618.	12743.	8435
		1263.	9275.	8442			616.	9356.	8066
		1263.	9275.				616.	9356.	
Ori_3a		1362.	8747.		Ori_6a*		536.	8474.	
		1362.	8747.	8210			536.	8474.	7723
		964.	10686.	7963			536.	8474.	7738
		964.	10686.				536.	8474.	
Ori_3b		3801.	10444.		Ori_6b*		577.	10437.	
		3801.	10444.	8959			577.	10437.	8163
		5681.	9590.	8308			577.	10437.	7941
		5681.	9590.				577.	10437.	

Таблиця 1. Значення електронної концентрації, n_e , та електронної температури, T_e^{Our} , отримані методом DIAGN для 12 позицій щілини спектрографа в туманності Оріона. Для порівняння наведено також електронні температури T_e^{MD} , визначені на основі виразів (4) для 3-ої зони йонізації, та (5) для 2-гої зони з праці [45].

Позиція щілини	$\frac{\text{O}^0}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{O}^+}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{O}^{2+}}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{He}^+}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{S}^+}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{S}^{2+}}{\text{H}^+}$
1a	$1.42 \cdot 10^{-6}$	$4.52 \cdot 10^{-5}$	$1.05 \cdot 10^{-4}$	$1.23 \cdot 10^{-1}$	$1.91 \cdot 10^{-7}$	$3.14 \cdot 10^{-6}$
1b	$2.60 \cdot 10^{-6}$	$1.07 \cdot 10^{-4}$	$9.82 \cdot 10^{-5}$	$1.13 \cdot 10^{-1}$	$3.96 \cdot 10^{-7}$	$5.26 \cdot 10^{-6}$
2a	$1.49 \cdot 10^{-6}$	$1.21 \cdot 10^{-4}$	$8.50 \cdot 10^{-5}$	$1.09 \cdot 10^{-1}$	$6.85 \cdot 10^{-7}$	$5.19 \cdot 10^{-6}$
2b	$4.32 \cdot 10^{-7}$	$6.57 \cdot 10^{-6}$	$1.29 \cdot 10^{-4}$	$1.44 \cdot 10^{-1}$	$8.52 \cdot 10^{-8}$	$5.80 \cdot 10^{-7}$
3a	$4.41 \cdot 10^{-6}$	$1.68 \cdot 10^{-4}$	$2.84 \cdot 10^{-5}$	$7.35 \cdot 10^{-2}$	$9.63 \cdot 10^{-7}$	$4.39 \cdot 10^{-6}$
3b	$2.12 \cdot 10^{-6}$	$5.14 \cdot 10^{-5}$	$8.87 \cdot 10^{-5}$	$1.17 \cdot 10^{-1}$	$2.66 \cdot 10^{-7}$	$3.20 \cdot 10^{-6}$
4a	$3.13 \cdot 10^{-6}$	$2.31 \cdot 10^{-4}$	$6.57 \cdot 10^{-5}$	$8.73 \cdot 10^{-2}$	$1.58 \cdot 10^{-6}$	$6.41 \cdot 10^{-6}$
4b	$1.34 \cdot 10^{-6}$	$5.96 \cdot 10^{-5}$	$7.64 \cdot 10^{-5}$	$1.11 \cdot 10^{-1}$	$3.30 \cdot 10^{-7}$	$2.90 \cdot 10^{-6}$
5a	$4.68 \cdot 10^{-6}$	$2.18 \cdot 10^{-4}$	$3.36 \cdot 10^{-5}$	$8.97 \cdot 10^{-2}$	$8.94 \cdot 10^{-7}$	$1.28 \cdot 10^{-5}$
5b	$1.38 \cdot 10^{-6}$	$3.88 \cdot 10^{-5}$	$6.56 \cdot 10^{-5}$	$1.01 \cdot 10^{-1}$	$4.37 \cdot 10^{-7}$	$1.67 \cdot 10^{-6}$
6a	$2.09 \cdot 10^{-6}$	$1.93 \cdot 10^{-4}$	$5.42 \cdot 10^{-5}$	$8.51 \cdot 10^{-2}$	$1.35 \cdot 10^{-6}$	$7.37 \cdot 10^{-6}$
6b	$2.18 \cdot 10^{-6}$	$7.16 \cdot 10^{-5}$	$4.24 \cdot 10^{-5}$	$8.79 \cdot 10^{-2}$	$7.37 \cdot 10^{-7}$	$3.42 \cdot 10^{-6}$
Позиція щілини	$\frac{\text{N}^0}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{N}^+}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{Ne}^{2+}}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{Ar}^{2+}}{\text{H}^+}$	$\frac{\text{Cl}^{2+}}{\text{H}^+}$	—
1a	—	$4.75 \cdot 10^{-6}$	$1.66 \cdot 10^{-5}$	$7.23 \cdot 10^{-7}$	$8.47 \cdot 10^{-8}$	—
1b	—	$8.22 \cdot 10^{-6}$	$9.85 \cdot 10^{-6}$	$7.02 \cdot 10^{-7}$	$7.84 \cdot 10^{-8}$	—
2a	—	$9.00 \cdot 10^{-6}$	$9.76 \cdot 10^{-6}$	$4.95 \cdot 10^{-7}$	—	—
2b	—	$1.21 \cdot 10^{-6}$	$2.00 \cdot 10^{-5}$	$8.10 \cdot 10^{-7}$	—	—
3a	$8.26 \cdot 10^{-7}$	$1.68 \cdot 10^{-5}$	$3.52 \cdot 10^{-6}$	$2.89 \cdot 10^{-7}$	$4.18 \cdot 10^{-8}$	—
3b	$3.34 \cdot 10^{-7}$	$5.87 \cdot 10^{-6}$	$1.43 \cdot 10^{-5}$	$7.32 \cdot 10^{-7}$	$7.53 \cdot 10^{-8}$	—
4a	—	$1.81 \cdot 10^{-5}$	$6.39 \cdot 10^{-6}$	$6.16 \cdot 10^{-7}$	—	—
4b	—	$6.21 \cdot 10^{-6}$	$8.93 \cdot 10^{-6}$	$6.66 \cdot 10^{-7}$	—	—
5a	—	$2.01 \cdot 10^{-5}$	$3.31 \cdot 10^{-6}$	$3.57 \cdot 10^{-7}$	$4.81 \cdot 10^{-8}$	—
5b	—	$4.55 \cdot 10^{-6}$	$6.67 \cdot 10^{-6}$	$6.14 \cdot 10^{-7}$	—	—
6a	—	$1.47 \cdot 10^{-5}$	$6.03 \cdot 10^{-6}$	$6.06 \cdot 10^{-7}$	—	—
6b	—	$8.70 \cdot 10^{-6}$	$4.05 \cdot 10^{-6}$	$4.01 \cdot 10^{-7}$	—	—

Таблиця 2. Відносні йонні вмісти, визначені за допомогою методу DIAGN.

Є також відмінність у значеннях цих параметрів у зонах йонізації навіть у межах одного й того ж положення. Це вказує на значну неоднорідну структуру туманності Оріона.

III. РОЗПОДІЛ ЕНЕРГІЇ В СПЕКТРІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЙОНІЗУЮЧИХ ДЖЕРЕЛ ЗА $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$

Як зазначалося вище, джерелом йонізації небулярного газу у спостережуваних областях НІІ часто є багато зір. Як у такому випадку знайти сумарний йонізуючий Лус-спектр такого скупчення зір? Звичайно, певним чином можна усереднити знайдені значення температур ядер і вибрати найбільш відповідну T_*^{eff} . Однак дуже важко знайти значення T_* окремих зір і практично неможливо визначити їхній сумарний Лус-спектр у частині туманності, модель якої розраховується. Тому ми вирішили визначити розподіл енергії в спектрі випромінювання йонізуючих джерел тих частин туманності Оріона, спектри яких спостерігали. За основу прийнято методику [29], яку удосконалено в праці [30]. На сьогодні цей підхід називається NLE-НІІ [19].

Відповідно до потенціалів йонізації H^0 , He^0 і He^+ область за $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ ми розбили на три інтервали довжин хвиль: $\lambda\lambda 912-504 \text{ \AA}$, $\lambda\lambda 504-228 \text{ \AA}$, $\lambda\lambda 228-22.8 \text{ \AA}$. Кванти першого інтервалу поглинаються тільки атомами H^0 , другого — He^0 , H^0 , третього — атомами H^0 , He^0 , He^+ (важкими елементами можна знехтувати). Розподіл енергії в кожному з вище згаданих інтервалів ми визначали величиною потоку випромінювання на початку інтервалів (F_{912} , F_{504} , F_{228}) і параметром, який характеризує зміну потоку з частотою. У прийнятій степеневій апроксимації таким параметром є спектральний індекс α :

$$F_\nu = F_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\alpha, \quad (12)$$

де F_ν і F_{ν_0} — потоки йонізуючого випромінювання, а ν і ν_0 — частоти відповідно в кожному з вище згаданих інтервалів і на його початку.

Отже, неперервний спектр ядра в області $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ ми представили шістьма параметрами:

$$F', F'', F''', \alpha', \alpha'', \alpha''',$$

де кількість штрихів вказує на порядковий номер інтервалу.

Для отримання в цьому методі F_ν і α використовують рівняння балансу квантів, модифіковане для врахування наявності гелію в туманності, а також рівняння енергетичного балансу [19].

Таким чином, для визначення Лус-спектра вважалося, що в небулярному газі існує йонізаційно-рекомбінаційна й термічна рівноваги. Вхідними параметрами для розрахунків є спостережувані інтегральні потоки від областей НІІ в лініях H_β , $\lambda 4471 \text{ HeI}$, $\lambda 4686 \text{ HeII}$, виправлені за міжзоряне поглинання, а також додатково розрахована сума інтенсивностей заборонованих ліній $\sum I(\lambda)/I(\text{H}_\beta)$.

A. Рівняння балансу кількості квантів в областях НІІ

При виведенні вихідних рівнянь враховували дифузне йонізуюче випромінювання, яке виникає при рекомбінаціях електронів на основні рівні H^+ , He^+ , He^{++} , на другий рівень йона He^{++} , а також випромінювання в L_α -лініях атомів HeI і HeII . Повне число кожного сорту дифузних фотонів $N_n(X^+)$, випромінених за одну секунду, дорівнює повному числу рекомбінацій за одну секунду, які приводять до їхнього утворення.

$$\begin{aligned} F_{912} \int_1^{1.81} x^{\alpha'-1} dx + aF_{504} \int_1^{2.21} x^{\alpha''-1} dx + bF_{228} \int_1^{10} x^{\alpha'''-1} dx &= A; \\ (1-a)F_{504} \int_1^{2.21} x^{\alpha''-1} dx + cF_{228} \int_1^{10} x^{\alpha'''-1} dx &= B; \\ (1-b-c)F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha'''-1} dx &= C, \end{aligned} \quad (13)$$

де $X = \nu/\nu_0(X^{+i})$; A, B, C — функції спостережуваних потоків у лініях H_β , $\lambda 4471 \text{ HeI}$, $\lambda 4686 \text{ HeII}$ і електронної температури T_e . Детальне виведення цієї системи рівнянь можна знайти у праці [19]. Функції A, B, C при $T_e = 10000 \text{ K}$ запишемо так [20]:

$$\begin{aligned} A &= (1.39F(\text{H}_\beta) - [1.73a + 0.15]F(\text{HeI}) - (0.19 + 0.30b)F(\text{HeII}))10^{-14}; \\ B &= ([4.69 - 1.73(1-a)]F(\text{HeI}) - [0.30c + 0.039]F(\text{HeII}))10^{-14}; \\ C &= ([0.98 - 0.30(1-b-c)]F(\text{HeII}))10^{-14}. \end{aligned} \quad (14)$$

Порівнюючи кількість йонізацій H^0 випромінюванням $\lambda 504 - 228\text{\AA}$ із загальною кількістю йонізацій H^0 і He^0 квантами того ж інтервалу λ , отримуємо a . Аналогічно одержимо b і c . З урахуванням частотної залежності ефективних перерізів у кожному з вище згаданих інтервалів енергії фотонів отримуємо кінцеві вирази для визначення a , b і c [19]:

$$a = \left[1 + 7.53 \frac{\text{He}}{\text{H}} \frac{\int_1^{2.21} x^{\alpha''-3.3} dx}{\int_1^{2.21} x^{\alpha''-4} dx} \right]^{-1}; \quad (15)$$

$$b = \left[1 + \frac{\text{He}}{\text{H}} \left(12.46 \frac{\int_1^{10} x^{\alpha'''-3.3} dx}{\int_1^{10} x^{\alpha'''-4} dx} + 18.29 \right) \right]^{-1}; \quad (16)$$

$$c = \left[1 + \frac{\int_1^{10} x^{\alpha'''-4} dx}{\int_1^{10} x^{\alpha'''-3.3} dx} \left(\frac{0.08}{\text{He}/\text{H}} + 1.47 \right) \right]^{-1}. \quad (17)$$

Отже, у цьому методі a , b і c є функціями відповідних α та хімічного вмісту $\frac{\text{He}}{\text{H}}$.

В. Рівняння енергетичного балансу в областях III

Рівняння енергетичного балансу запишемо так:

$$\epsilon(\text{H}^0)n(\text{H}^+)n_e\alpha_t(\text{H}^+) + \epsilon(\text{He}^0)n(\text{He}^+)n_e\alpha_t(\text{He}^+) + \epsilon(\text{He}^+)n(\text{He}^{++})n_e\alpha_t(\text{He}^{++}), \text{ ерг см}^{-3} \text{ с}^{-1} \quad (18)$$

$$= \epsilon_{\text{забор.}} + \epsilon_{f-f} + \epsilon_{f-b} + \epsilon_{\text{H}^0}, \text{ ерг см}^{-3} \text{ с}^{-1}, \quad (19)$$

де α_t — коефіцієнти рекомбінацій відповідних йонів. У нашому випадку внески у функцію нагріву, спричинені рекомбінаціями відповідних атомів і йонів, як функції відповідних спектральних індексів запишемо:

$$\epsilon(\text{H}^0) = h\nu_0(\text{H}^0) \left\{ \frac{\int_1^{1.81} x^{\alpha'-3} dx}{\int_1^{1.81} x^{\alpha'-4} dx} - 1 \right\},$$

$$\epsilon(\text{He}^0) = h\nu_0(\text{He}^0) \left\{ \frac{\int_1^{2.21} x^{\alpha''-2.3} dx}{\int_1^{2.21} x^{\alpha''-3.3} dx} - 1 \right\},$$

$$\epsilon(\text{He}^+) = h\nu_0(\text{He}^+) \left\{ \frac{\int_1^{10} x^{\alpha'''-3} dx}{\int_1^{10} x^{\alpha'''-4} dx} - 1 \right\},$$

Ми враховували витрати енергії на збудження захищених ліній ($\epsilon_{\text{забор.}}$), випромінювання при $f - f$

(ϵ_{f-f}) і $f - b$ (ϵ_{f-b})-переходах, а також на йонізацію та збудження H^0 електронним ударом із розрахунку на одну рекомбінацію ϵ_{H^0} . Вирази для ϵ відомі й наведені у праці [19]:

$$\epsilon_{\text{забор.}} = 3.02 \cdot 10^{-13} t_e^{-0.227} \sum [I_\lambda]/\text{H}\beta,$$

$$\epsilon_{f-f} = 0.558 \cdot 10^{-12} t_e^{0.227},$$

$$\epsilon_{f-b} = 1.097 t_e \left[1 + 1.05 \frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} t_e^{0.046} + 5.31 \frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+} t_e^{0.038} \right] 10^{-12}, \quad (20)$$

$$\epsilon_{\text{H}^0} = 1.14 \cdot 10^{-11} t_e^{10.42} / (\text{H}^+/\text{H}^0),$$

де $t_e = T_e/10000^\circ\text{K}$; $\frac{\text{He}^+}{\text{H}^+}$ і $\frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+}$ обчислювали за допомогою виразів із праці [7]:

$$\frac{\text{He}^+}{\text{H}^+} = (1.84 + 0.2t_e) \frac{I\lambda 4471\text{HeI}}{I\text{H}\beta},$$

$$\frac{\text{He}^{++}}{\text{H}^+} = (0.0676 + 0.0162t_e) \frac{I\lambda 4686\text{HeII}}{I\text{H}\beta}.$$

Отже, для знаходження розподілу енергії за $\lambda \leq 912\text{\AA}$ у представленні Головатого і Проника [20] ми маємо чотири рівняння та шість невідомих, F_ν і α в кожному з інтервалів ми шукали трьома варіантами.

Перший варіант відповідає припущенню про однаковий нахил спектра за водневим і гелієвим скачками (визначали спектральний індекс α з (18) і потоки випромінювання на $\lambda 912, 504, 228\text{\AA}$ із системи (13)).

Другий варіант відповідає припущенню про відсутність гелієвих скачків (визначали F_{912} і спектральний індекс у кожному з трьох діапазонів хвиль $\lambda 912 - 504\text{\AA}$, $\lambda 504 - 228\text{\AA}$, $\lambda 228 - 22.8\text{\AA}$). Алгоритм розв'язку такий: із системи (13) знаходимо α' , α'' , α''' , відтак перевіряємо, чи виконується умова енергетичного балансу (18). Якщо умова (13) не виконується з наперед заданою точністю, то відповідно до того, чи $G > \Lambda$, чи навпаки, F_{912} або збільшується, або зменшується.

Третій варіант є результатом нашої модифікації [19] методу [20,21]. Він аналогічний до другого, однак розподіл енергії в третьому ($\lambda \leq 228\text{\AA}$) діапазоні довжин хвиль шукали не з системи (13), а з його залежності від α' , який ми обчислили апроксимацією результатів моделей зоряних атмосфер Шарера-де Котера (SdK) для O-B зір із металічністю $Z = 0.020$ [19, 22-24]. Ми визначали Лус-спектр йонізуючих ядер туманності Оріона третім варіантом розв'язку NLEIII [19]. Результати зображені на рис. 3.

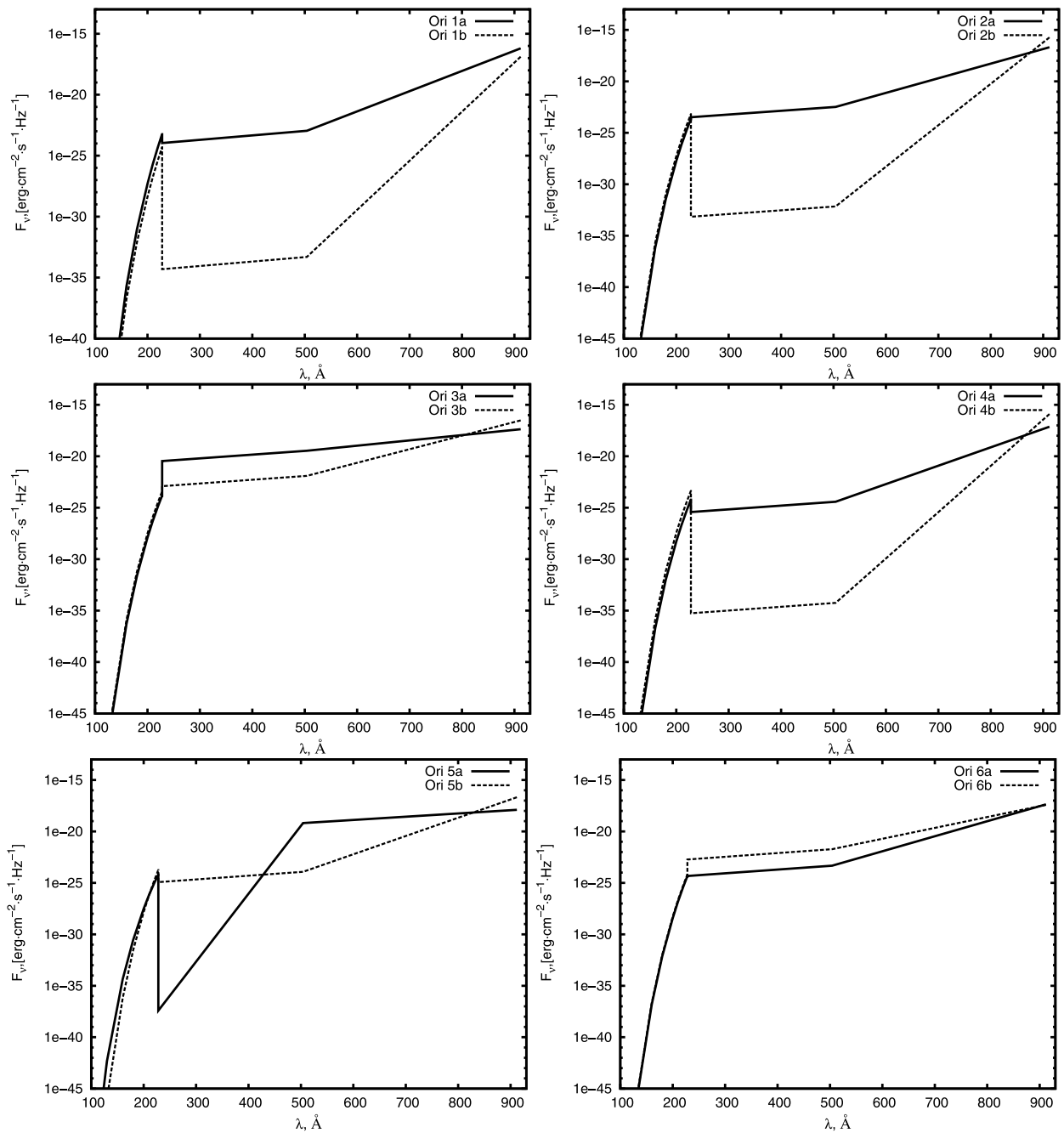


Рис. 3. Лус-спектри спостережуваних частин туманності Оріона, визначені методом NLEHH.

Повернімося до запитання, яке виникло в нас вище при порівнянні електронних температур, отриманих різними методами (DIAGN у цій праці та з праці [45]), — наскільки сильно вплине різниця у визначених різними методами значеннях T_e на визначення Лус-спектра? Для відповіді на це запитання ми розраховували Лус-спектри методом NLEHH і при температурах, отриманих за допомогою виразів із праці [45]. Результат порівняння Лус-спектрів, одержаних для кожної позиції апертури на туманності Оріона при різних значеннях температури, показано на рис. 4 та 5. Видно, що для більшості частин туманності Оріона відмінність у температурах слабо вплинула на визначення Лус-спектра. Тільки для трьох позицій апертури

отримано відчутну різницю в кількості квантів у діапазоні $1.8-4Ry$ ($\lambda 504 - 228\text{\AA}$) та різницю кількості квантів у діапазоні енергій $> 4Ry$ ($\lambda < 228\text{\AA}$). Однак навіть через таку невелику відмінність виникає потреба в корекції Лус-спектрів, щоб усунути згадані неоднозначності.

С. Корекція Лус-спектрів методом ОФМС

Метод діагностики небулярного газу базується на припущенні, що n_e і T_e стали в зонах йонізації, але це не відповідає реальному розподілу цих параметрів, оскільки поле йонізуючого випромінювання в зо-

нах НІ неоднорідне. Окрім того, як показано вище, різні методи визначення електронних температур приводять до дещо відмінних результатів, що, своєю чергою, спричиняє неоднозначність визначення Лус-

спектра.

Усе це вимагає побудови фотойонізаційних моделей світіння для врахування розподілу елементів за стадіями йонізації вздовж променя зору.

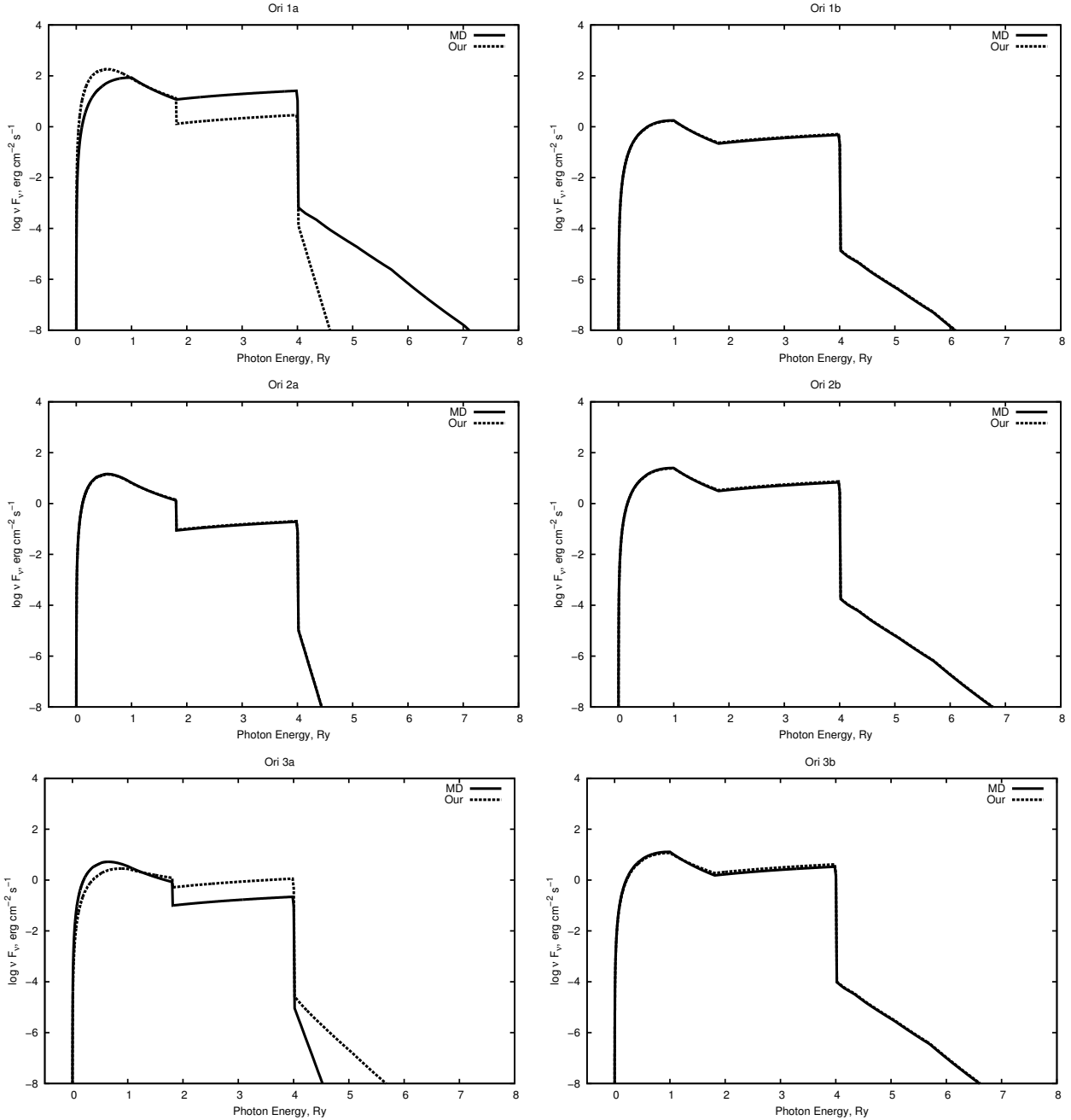


Рис. 4. Результати порівняння Лус-спектрів із використанням наших температур зони йонізації О[III] та температур зони йонізації О[III] авторів [45]. Частина 1.

Для порівняння модельних значень із спостереженнями взято 12 спектрів зони НІ туманності Оріона, отриманих у праці [1].

Для представлення Лус-спектра використано, як і у працях [25–28, 31], степеневий розподіл:

$$F_\nu = F_{\nu_0} \left(\frac{E_\nu}{E_{\nu_0}} \right)^\alpha, \quad (21)$$

де F_{ν_0} і F_ν — потоки на початку (ν_0) і всередині (ν) відповідного інтервалу частот; E_{ν_0} і E_ν — енергії квантів на початку і всередині цього інтервалу; α — спектральний індекс, який визначає нахил Лус-спектра. Однак у цій праці ми розбили розподіл енергії у спектрі йонізуючого випромінювання за лайманівською межею на чотири енергетичні інтервали, границі яких встановлюються потенціалами йонізації

різноманітних атомів і йонів, уміст яких ми будемо визначати, розраховуючи ОФМС:

1. Границя $E_{\nu_0} = 1 \text{ Ry}$ відповідає потенціалу йонізації нейтрального водню H^0 і близька до потенціалів йонізацій нейтрального кисню O^0 (1.001 Ry) та нейтрального азоту N^0 (1.068 Ry). Відносно близькі до енергетичної границі цього інтервалу значення потенціалу йонізації йона заліза Fe^+ (1.190 Ry).
2. Границя $E_{\nu_0} = 1.8 \text{ Ry}$ відповідає потенціалу йонізації нейтрального гелію He^0 і близька до потенціалів йонізації однойонізованої сірки (1.715 Ry) та однойонізованого аргону (2.031 Ry).
3. Границя $E_{\nu_0} = 2.57 \text{ Ry}$, (цю границю ми використовуємо вперше), знаходиться між потенціалами йонізації S^{++} (2.56 Ry) та O^+ (2.581 Ry).
4. Границя $E_{\nu_0} = 4 \text{ Ry}$ відповідає потенціалу йонізації однойонізованого гелію He^+ . Відносно близькими до цієї границі є потенціал йонізації йона кисню O^{++} (4.038 Ry).
5. Границя $E_{\nu_0} = 30.4 \text{ Ry}$ відповідає високоенергетичній межі, до якої ми задаємо зміну форми Лус-спектра.

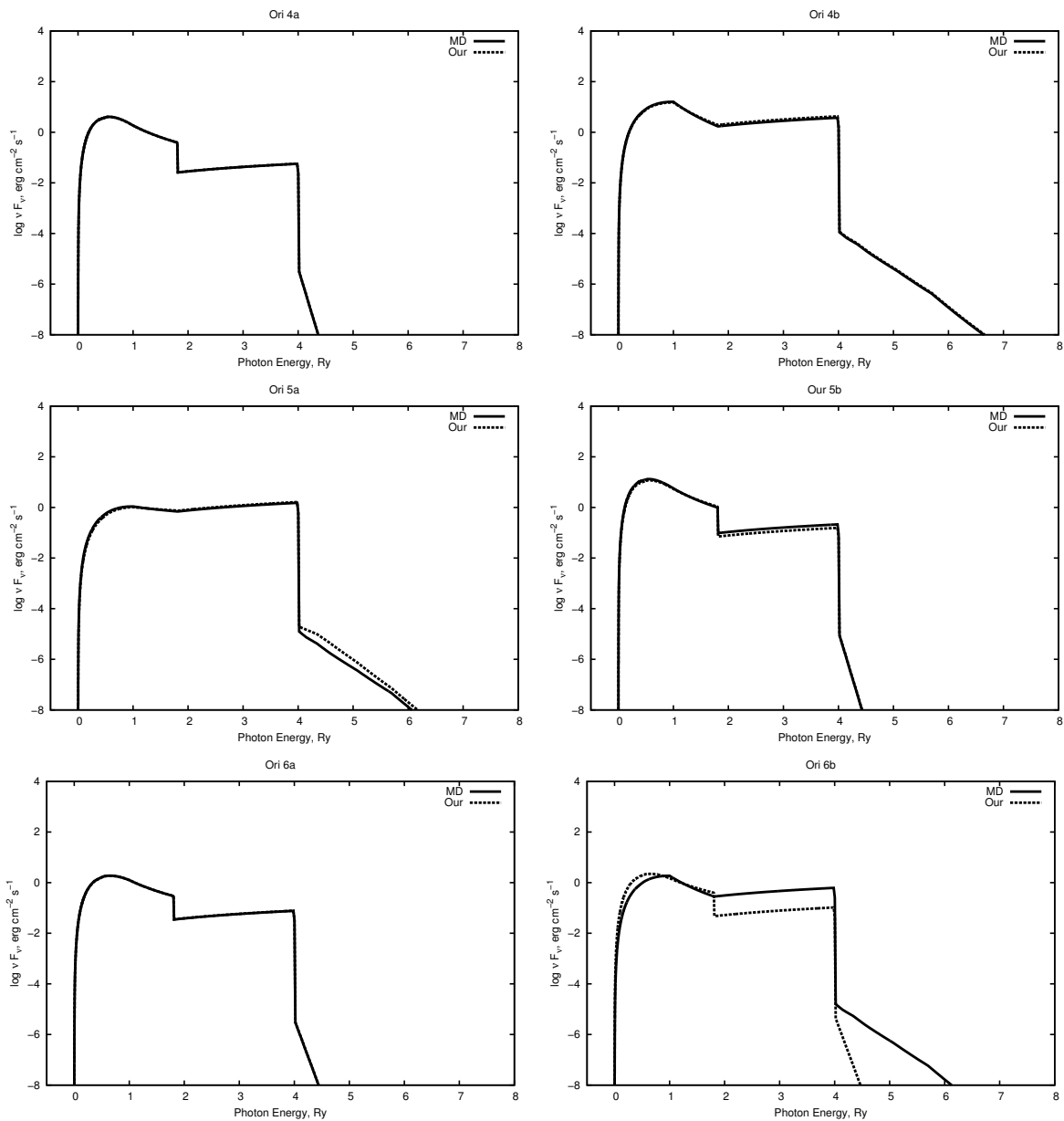


Рис. 5. Результати порівняння Лус-спектрів з використанням наших температур зони йонізації O[III] та температур зони йонізації O[III] авторів [45]. Частина 2.

Тобто, у порівнянні з використаним вище методом NLEHI ми додали ще один інтервал. Таким чином, відкоректований методом ОФМС Лус-спектр буде кращіше відображати особливості околиць потенціалів йонізації O^{++} і S^{++} . На другій і четвертій границях наша модель має розрив (скачок). Значення потенціалів йонізації взято з [32]. Отже, Лус-спектр у нашому представленні задаватиметься сімома значеннями потоку: $F_{\nu_0}(1Ry)$, $F_{\nu_0}^{(1)}(1.8Ry)$, $F_{\nu_0}^{(2)}(1.8Ry)$, $F_{\nu_0}(2.57Ry)$, $F_{\nu_0}^{(1)}(4Ry)$, $F_{\nu_0}^{(2)}(4Ry)$ та $F_{\nu_0}(30.4Ry)$. Усі ОФМС розраховано в наближенні сферичної симетрії.

Метою пошуку ОФМС небулярних об'єктів 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 області НІ тощо. У наших ОФМС вибрано такі вільні параметри:

- внутрішній радіус області НІ (R_{in});
- сім згаданих вище Лус-потоків, які визначать форму йонізуючого Лус-спектра;
- загальна кількість йонізуючих квантів Q_{ion} , яка виконує роль нормувального множника для форми Лус-спектра, визначеної потоками $F_{\nu_0}(1Ry) - F_{\nu_0}(30.4Ry)$;
- концентрація водню в туманності N_H .

Параметрами, за якими проводять оптимізацію зазвичай для ОФМС, є інтегральні спектри моделей та спостережуваний потік у лінії $H\beta$. У цій праці, як і у [26], ми використали також діагностичні співвідношення між інтенсивностями ліній, які слабо чутливі до незначних варіацій хімічного складу. Так ми можемо визначити йонізаційну структуру туманності при фіксованому хімічному вмісті, знайденому попередньо за допомогою діагностичних співвідношень. Ми використали хімічний склад як газової так і пилової компоненти туманності Орiona [33], отриманий у працях [34–36]. Розподіл пилинок за розмірами описаний у праці [34], з фізичними модифікаціями, описаними у праці [37]. Методика визначення хімічного вмісту за допомогою діагностичних методів, як було згадано вище, має певні недоліки. Тому хімічний склад, отриманий таким способом потребує уточнення. Однак методика ОФМС, яка використовує згадані вище діагностичні співвідношення через слабку чутливість останніх до варіацій хімічного складу не потребує точного знання вмісту хімічних елементів.

Критерієм узгодження спостережуваних і модельних значень параметрів, за якими проводиться оптимізація, є так звана χ^2 -функція, яку для спостережуваного (“obs”) та модельного (“mod”) значень величини y при похибці вимірювання $\sigma(y^{obs})$ визначаємо як

$$\chi^2 = \left(\frac{y^{mod} - y^{obs}}{\sigma(y^{obs})} \right)^2. \quad (22)$$

Для ОФМС цю функцію записуємо так:

$$\chi^2 = \chi_{flux}^2 + \chi_{diagn}^2 + \chi_{RI}^2(He) + \chi_{Rout}^2. \quad (23)$$

Тут індекс “flux” відповідає складовій χ^2 -функції, яка представляє порівняння модельних і спостережуваних потоків/потоків в емісійній лінії/лініях, “diagn” — діагностичних співвідношень DR_i , RI_i — відносних інтенсивностей I_i (виправлених за міжзоряне поглинання), “Rout” — зовнішній йонізаційний радіус туманності. Ми використали тільки один потік — в лінії $H\beta$, а інтенсивності інших емісійних ліній брали у відношенні до $H\beta$. Отже:

$$\chi_{flux}^2 = \left(\frac{F^{obs}(H\beta) - F^{mod}(H\beta)}{\sigma^{obs}(H\beta)} \right)^2, \quad (24)$$

$$\chi_{diagn}^2 = \frac{1}{N_{diagn}} \sum_{i=1}^{N_{diagn}} \left(\frac{DR_i^{mod} - DR_i^{obs}}{\sigma(DR_i^{obs})} \right)^2, \quad (25)$$

$$\chi_{RI}^2(He) = \frac{1}{6} (\chi_{RI}^2(\lambda 4471HeI) + \chi_{RI}^2(\lambda 5876HeI) + \chi_{RI}^2(\lambda 7065HeI) + \chi_{RI}^2(\lambda 5007[OIII])). \quad (26)$$

Ми використовуємо як діагностичні співвідношення між двома інтенсивностями ліній елемента в одній і тій же стадії йонізації, одне з яких чутливе до електронної температури $\frac{\lambda 5007\text{\AA}[OIII]}{\lambda 4363\text{\AA}[OIII]}$, інше — до концентрації $\frac{\lambda 6716\text{\AA}[SII]}{\lambda 6731\text{\AA}[SII]}$, так і відношення між інтенсивностями ліній елемента в сусідніх стадіях йонізації $\frac{\lambda 5007\text{\AA}[OIII]}{\lambda 3727\text{\AA}[OII]}$, чутливе до зміни форми йонізуючого Лус-спектра. Таким чином, у нашому випадку суть алгоритму оптимізації (або χ^2 — мінімізації) полягає у зміні вільних параметрів моделі таким способом, щоб χ^2 -функція досягла найменшого значення.

Ми розраховували два типи пошуку ОФМС. У першому типі розрахунок ФМС зупиняється при зниженні електронної температури до значень $T_e \leq 4000$ К, тобто на йонізаційному фронті. У другому — ми шукаємо оптимальні моделі з урахуванням поглинання й розсіювання випромінювання за йонізаційним фронтом в області газопилового кокона. Такі ОФМС з коконом ми позначатимемо ідентифікатором OPhMwC (від англ. *Optimized Photoionization Models with Cocoon*). Окрім того, у моделях OPhMwC йонізації відбуваються завдяки трьом різним джерелам:

1. Лус-спектр, отриманий за допомогою методу NLEHI, який оптимізується під час пошуку оптимальної моделі.
2. Лус-спектр гальмівного випромінювання, енергетичний розподіл якого зображено у вигляді $f_\nu \propto \nu^{-0.2} \exp(-h\nu/kT)$ [erg · cm⁻² · s⁻¹ · Hz⁻¹]. Форму спектра такого випромінювання визначали температурою $T = 10^6$ К [33], а кількість відповідних йонізуючих водень квантів, що перетинають одиницю поверхні освітленої внутрішньої частини туманності з радіусом r_0 , задавали значенням $\Phi(H) \equiv \frac{Q(H)}{4\pi r_0^2} \equiv \frac{R_{star}^2}{r_0^2} \int_{\nu_2}^{\nu_1} \frac{\pi F_\nu}{h\nu} d\nu$ [s⁻¹cm⁻²], де $Q(H)$ — кількість йонізуючих водень квантів, які випромінюються йонізуючим джерелом (плазмою) за 1 с.

3. Галактичний фон космічних променів, які йонізують H^0 із швидкістю $2.5 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ і молекули H_2 із швидкістю $5.0 \times 10^{-17} \text{ s}^{-1}$ переважно в нейтральному газі, а швидкість нагріву від цього

процесу повністю йонізованого газу становить $2.3 \times 10^{-27} \text{ erg s}^{-1}$. Ці значення для космічних променів були отримані [38] у 1998 році.

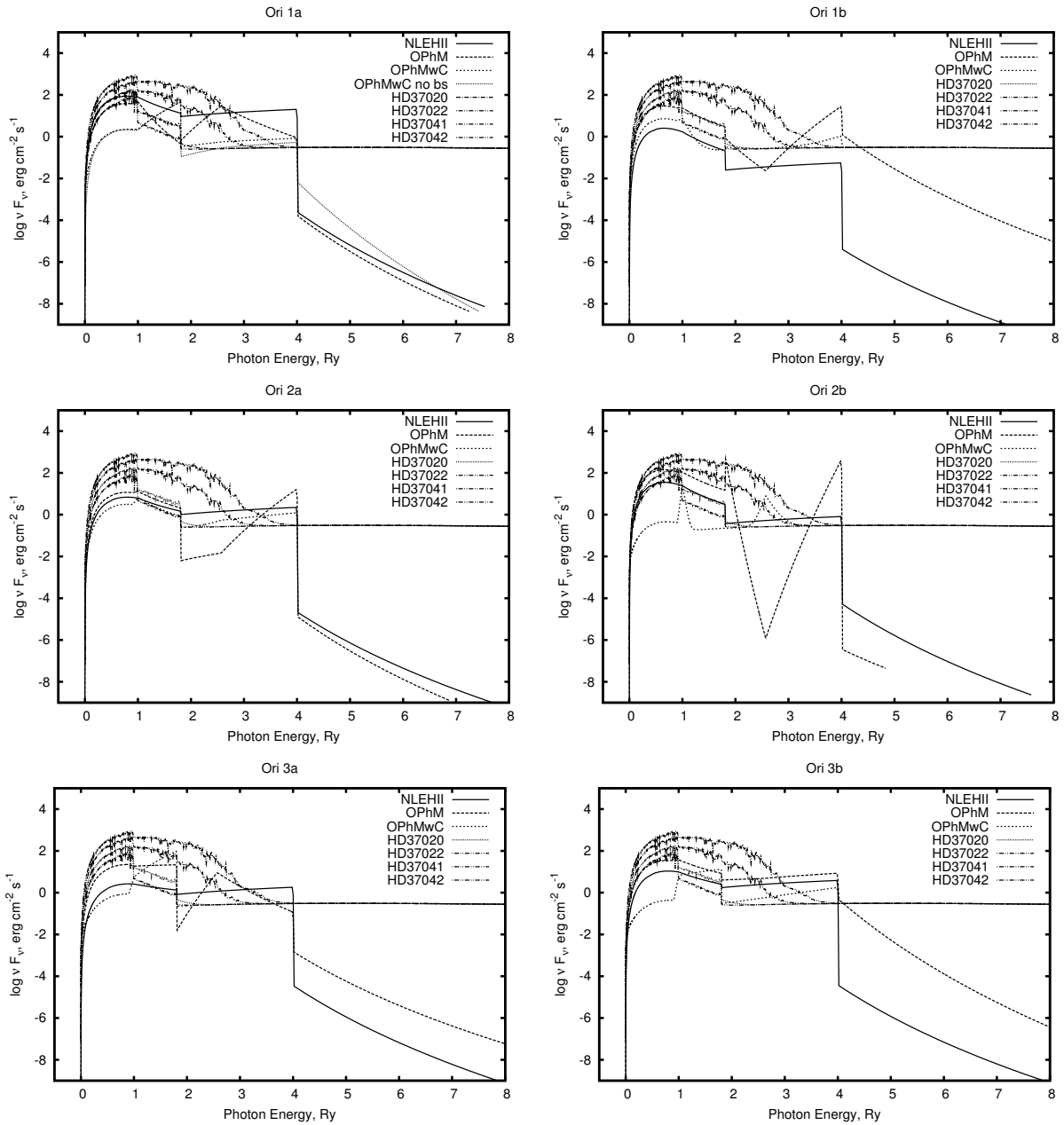


Рис. 6. Результати корекції Лус-спектрів, отриманих методом NLEHII, шляхом пошуку ОФМС. Частина 1.

Оскільки наші моделі враховують перенос випромінювання (розсіяння, поглинання молекулами та на пилинках) за йонізаційним фронтом, то зниження електронної температури нижче від 4000 K не може бути стоповим критерієм. Тому, як і в праці [34], як стопові критерії ми використовували:

1. Товщину туманності, яка не може перевищувати 0.5 пк.
2. Стовпчикову густину водню, яка в напрямку на

спостерігача не може перевищувати 10^{22} cm^{-2} .

Ми також приймали, що в туманності є невпорядковане магнетне поле з величиною індукції 10^{-5} Гс . Як і у праці [34], у наших моделях ми припускали, що тиск газу в туманності сталий. Це, в поєднанні зі згаданим вище магнетним полем приводить нас до включення густини енергії магнетного поля ($B^2/(8\pi k)$) у рівняння стану.

У праці [39] наведено результати спектроскопічних спостережень туманності Оріона з дуже високою

роздільною здатністю. За результатами цих спостережень автори згаданої праці зробили висновок, що ширині спектральних ліній відповідає значення мік-

ротурбулентної швидкості, яке дорівнює $8 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. Ми також прийняли це значення під час пошуку ОФМС цього типу.

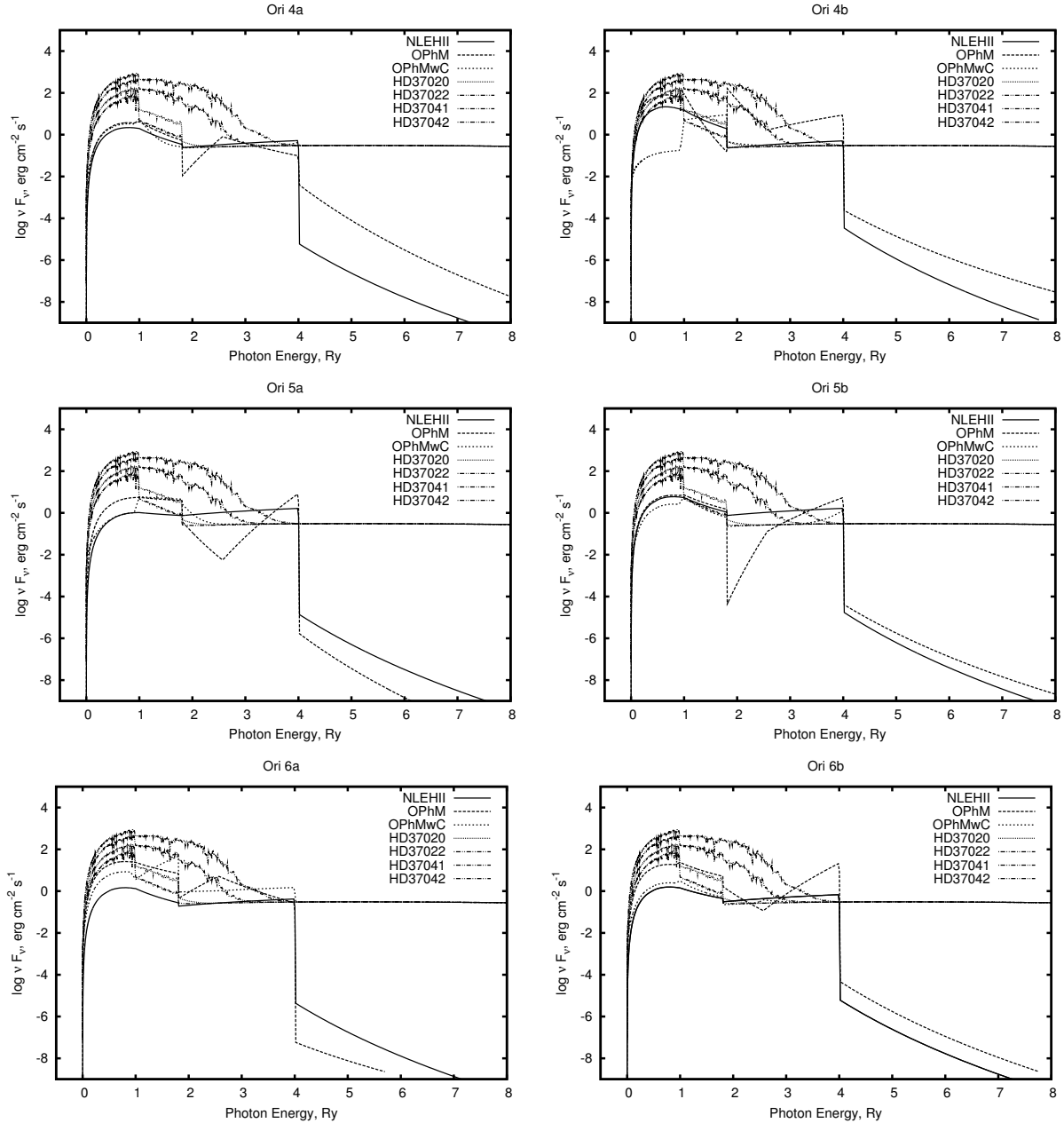


Рис. 7. Результати корекції Лус-спектрів, отриманих методом NLEHII, шляхом пошуку ОФМС. Частина 2.

Однак розподіл газу та пилу за йонізаційним фронтом не добре відомий, тому ми вирішили спочатку розрахувати йонізаційно обмежені ОФМС, а вже потім оцінювати розсіювання й поглинання пилом і нейтральним газом за йонізаційним фронтом.

Для розрахунків фотойонізаційних моделей використовуємо код Г. Ферланда *Cloudy 08.00* [33], а в ролі оптимізатора — код Петера ван Гоффа *Phymir* [40], який включений у *Cloudy* як одна з функцій оптимізації. Код *Cloudy* ми модифікували для реалізації описаного методу.

IV. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ ТА ВИСНОВКИ

Для ініціалізації Лус-спектра для кожної з НІ зон даного об'єкта, як було вже зазначено вище, використано наш метод NLEHII. Результати розрахунку Лус-спектра поля йонізуючого випромінювання туманності Оріона, отримані для різних позицій апертури як методом NLEHII, так і відкоректовані методом ОФМС, показані на рис. 6 та 7.

Видно, що Лус-спектри, відкоректовані методом ОФМС без кокона та додаткових фонових джерел йонізації, про які говорилося вище (позначені OPhM на рис. 6 та 7), здебільшого відрізняються від отриманих за допомогою NLEHII у першому (1–1.8 Ry) та четвертому ($E_{h\nu} \geq 4$ Ry) згаданих енергетичних діапазонах йонізуючого випромінювання лише кількістю йонізуючих квантів у них (форма спектра змінюється слабо). У деяких випадках (наприклад, Ori 5b) відмінність навіть за кількістю йонізуючих квантів — незначна. Натомість основні відмінності Лус-спектрів, одержаних методами NLEHII та ОФМС, є у другому (1.8–2.57 Ry) та третьому (2.57–4 Ry) енергетичних інтервалах. Зокрема у другому інтервалі переважно спостерігаються “завали”. У працях [41, 42] згадується про схожі “завали”, але одразу за 1 Ry. У цих працях розраховували ОФМС низькометалічних зон НІ. Там же було висунуто припущення, що такі “завали” можуть формуватися внаслідок проходження йонізуючого Лус-випромінювання через тонкі шари високої густини. Зрозуміло, що гелію в низькометалічних зонах НІ є набагато менше, аніж у високометалічних. Тому у низькометалічних зонах НІ “завали” на потенціалі йонізації He^0 були малопомітними. Як бачимо з наших результатів, у високометалічних зонах НІ такі “завали” стають значно помітнішими. Відсутність “завалів” в околі 1 Ry можна пояснити, з одного боку, тим, що Лус-спектр трансформується у високометалічних зонах НІ при проходженні через невеликі газопилові клампи, які містять мало водню, але багато гелію. З іншого боку, спектри, використані у згаданих вище працях [41, 42] для низькометалічних зон НІ, є багатшими, ніж ті, які ми маємо для туманності Орiona. Це не дозволило використати всю потужність методу ОФМС.

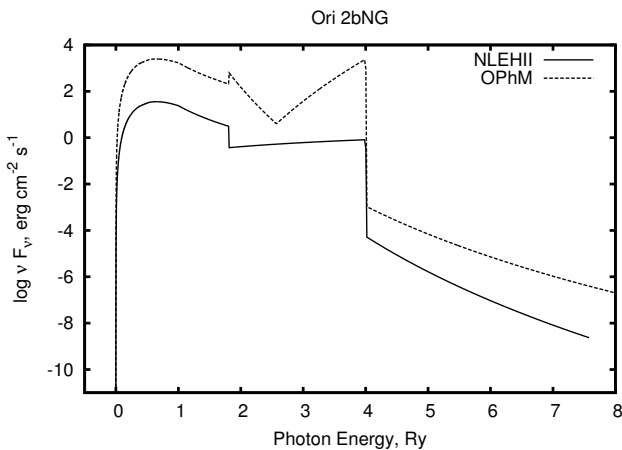


Рис. 8. Результати корекції Лус-спектрів, отриманих методом NLEHII, шляхом пошуку ОФМС без урахування пилю.

Ми також вирішили порівняти отримані Лус-спектри з відповідними спектрами, одержаними з моделей зоряних атмосфер [43, 44]. Для зір у туманності Орiona рис. 6 та 7 наведено спектр для кожної зорі, позначений її назвою. Видно, що до 4 Ry кіль-

кість квантів від зір є здебільшого більша, ніж у Лус-спектрах, отриманих з NLEHII та ОФМС. До 1 Ry таку нестачу квантів можна пояснити розсіюванням та поглинанням на пилинках. При енергіях, більших від 1 Ry, відмінність у наших Лус-спектрах та одержаних із зоряних атмосфер можна пояснити тим, що в методі ОФМС, як і в NLEHII, виводяться розподіли енергії в спектрі йонізуючого випромінювання, яке збуджує світіння саме і тільки в тій частині туманності Орiona, де проводили спостереження. Таким чином, методи NLEHII і ОФМС позбавляють нас необхідності розв'язувати рівняння перенесення випромінювання від зір до спостережуваної частини туманності.

Після обчислень методом ОФМС із урахуванням пилю ми зробили один розрахунок для довільно вибраної моделі Ori 2b — порахували цю модель без урахування пилю (рис. 8). Порівняння остаточного Лус-спектра з відповідними даними з рис. 7 показує, що наявність пилю поглиблює скачок у другому (1.8–2.57 Ry) інтервалі та в сумі, глибину ями у другому (1.8–2.57 Ry) та третьому (2.57–4 Ry) енергетичних інтервалах.

У випадку ж корекції Лус-спектрів методом ОФМС з коконом та двома додатковими (крім фотойонізації) механізмами йонізації гальмівним випромінюванням та космічними галактичними променями (позначені OPhMwC на рис. 6 та 7) остаточний спектр у більшості випадків виходить гладшим та пласкішим, хоча невеличкі, порівняно з попередніми ОФМС, скачки на 1.8 Ry все ж наявні. Спектр до 1 Ry за рахунок активного поглинання й розсіювання пиловим коконом дають значно меншу кількість квантів, ніж для ОФМС без кокона. Таке зменшення кількості квантів зближує в цьому енергетичному інтервалі спектри, визначені третім варіантом методу NLEHII та за допомогою ОФМС відповідно. При енергіях, більших від 4 Ry, отримано майже плаский спектр, що є різким контрастом до попередніх результатів. Така пласкість зумовлена домінацією гальмівного випромінювання в цьому енергетичному інтервалі (див. перший з рис. 6, Лус-спектр без суперпозиції з гальмівною компонентою позначений “OPhMwC по bs”). Наявність гальмівної компоненти стирає особливості (завали) і в менш енергетичних інтервалах у випадку її домінації над зоряною та похідною від неї — дифузною компонентами поля йонізуючого випромінювання. Отриманий з ОФМС 2b Лус-спектр має завал в інтервалі 1–2.57 Ry (у двох згаданих вище енергетичних інтервалах Лус-спектрах). Скачок уверх на 1 Ry зумовлений поглинанням та розсіюванням пиловим коконом випромінювання з енергіями, меншими від 1 Ry.

Постає питання, які з двох типів ОФМС (з і без кокона відповідно) є більш реалістичними? З одного боку, моделі з коконом мали б бути ближчими до реальності, оскільки туманність Орiona є йонізаційно обмеженою; також у моделях із коконом ми врахували роль мікротурбулентної швидкості, магнетного поля, гальмівного випромінювання та наявності галактичних космічних променів. Однак нам не відо-

мий розподіл газопилового середовища вздовж променя зору за йонізаційним фронтом. Також усі згадані вище параметри, що враховують додаткові фізичні процеси, порівняно з моделями без кокона, мають певну дисперсію у своїх значеннях за об'ємом туманності Оріона.

У своїх наступних роботах ми плануємо розглянути детальніші моделі з коконом. Однак у цій статті з урахуванням усіх сказаних вище факторів висновок про більшу достовірність одного з двох підходів пошуку

ОФМС зробити неможливо.

Плануємо також описаний у цій праці підхід застосувати для визначення Лус-спектрів інших високометалічних зон НІІ. Такі Лус-спектри, разом з іншими фізичними характеристиками, знайденими методом ОФМС, надалі будемо використовувати для розрахунку сітки фотойонізаційних моделей світіння з метою виведення нових коректних виразів для йонізаційно-корекційних множників в умовах високометалічних зон НІІ.

-
- [1] M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179**, 217 (1977).
- [2] L. S. Pilyugin, *Astrophys. J.* **362**, 325 (2000).
- [3] M. Brocklehurst, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **153**, 471 (1972).
- [4] M. Brocklehurst, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **157**, 211 (1972).
- [5] D. G. Hummer, P. J. Storey, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **224**, 801 (1987).
- [6] R. A. Benjamin, E. D. Skillman, D. P. Smits, *Astrophys. J.* **514**, 307 (1999).
- [7] R. A. Benjamin, E. D. Skillman, D. P. Smits, preprint astro-ph/0202227 (2002).
- [8] R. L. Porter, R. P. Bauman, K. B. MacAdam, G. J. Ferland, *Am. Astron. Soc. Meet.* **36**, 1574 (2004).
- [9] А. А. Никитин, З. Б. Рудзикас, А. А. Сапар, *Спектры планетарных туманностей* (Таллин, Валгус, 1988).
- [10] J. Kingdon, G. J. Ferland, *Astrophys. J.* **442**, 714 (1995).
- [11] H. Nussbaumer, P. J. Storey, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **56**, 293 (1984).
- [12] H. Nussbaumer, P. J. Storey, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **64**, 545 (1986).
- [13] P. J. Storey, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **195**, 27 (1981).
- [14] V. V. Golovatyj, A. Sapar, T. Feklistova, A. F. Khovtygin, *Astron. Astrophys. Trans.* **12**, 85 (1997).
- [15] C. Mendoza, *Int. Astron. Union Symposium Reidel* **103**, 143 (1983).
- [16] В. В. Головатий, Р. Е. Гершберг, Ю. Ф. Мальков, В. И. Проник, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.* **96**, 72 (1999).
- [17] D. P. Smits, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **278**, 683 (1996).
- [18] В. В. Головатий, Б. Я. Мелех, *Астрон. журн.* **82**, 755 (2005).
- [19] Б. Я. Мелех, *Журн. фіз. досл.* **4**, 225 (2000).
- [20] В. В. Головатий, В.И. Проник, *Астрофизика* **32**, 99 (1990).
- [21] В. В. Головатий, *Письма Астроном. журн.* **13**, 589 (1987).
- [22] D. Schaerer, A. de Koter, W. Schmutz, A. Maeder, *Astrophys. J.* **310**, 837 (1996).
- [23] D. Schaerer, A. de Koter, W. Schmutz, A. Maeder, *Astrophys. J.* **312**, 475 (1996).
- [24] D. Schaerer, A. de Koter, *Astrophys. J.* **322**, 598 (1997).
- [25] Б. Я. Мелех, дисерт. канд. фіз.-мат. наук, Львівський національний університет імені Івана Франка, Львів (2002).
- [26] Б. Я. Мелех, *Журн. фіз. досл.* **13**, 13 (2009).
- [27] В. Ya. Melekh, V. V. Holovatyj, Yu. I. Izotov, *Astron. Rep.* **52**, 184 (2008).
- [28] Б. Я. Мелех, *Журн. фіз. досл.* **4**, 225 (2000).
- [29] В. В. Головатий, Н. В. Гаврилова, *Журн. фіз. досл.* **7**, 461 (2003).
- [30] В. В. Головатий, Н. В. Гаврилова, *Астрон. журн.* **82**, 437 (2005).
- [31] Б. Я. Мелех, *Журн. фіз. досл.* **11**, 353 (2007).
- [32] G. J. Ferland, University of Kentucky, Physics Department Internal Report, <http://www.nublado.org> (2005).
- [33] G. J. Ferland, University of Kentucky, Physics Department Internal Report, <http://www.nublado.org>, 2002 (2008).
- [34] J. Baldwin, G. J. Ferland, P. G. Martin, M. Corbin, S. Cota, B. M. Peterson, *Astrophys. J.* **374**, 580 (1991).
- [35] R. H. Rubin, J. R. Simpson, M. R. Haas, *Astrophys. J.* **374**, 564 (1991).
- [36] D. E. Osterbrock, H. D. Tran, S. Veilleux, *Astrophys. J.* **389**, 305 (1992).
- [37] P. A. M. van Hoof, J. C. Weingartner, P. G. Martin, K. Volk, G. J. Ferland, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **350**, 1330 (2004).
- [38] J. P. Williams, E. A. Bergin, P. Caselli, P. C. Myers, R. Plume, *Astrophys. J.* **503**, 689 (1998).
- [39] H. O. Castaneda, *Astrophys. J.* **67**, 1 (1988).
- [40] P. A. M. van Hoof, Ph.D. Thesis, Rijks universiteit Groningen (1997).
- [41] Б. Я. Мелех, *Журн. фіз. досл.* **13**, 3901 (2009).
- [42] R. V. Kozel, V. Ya. Melekh, in *Abstracts from YSC'16* (Kyiv, 2009), p. 37.
- [43] L. Thierry, I. Hubeny, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **146**, 417 (2003).
- [44] L. Thierry, I. Hubeny, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **169**, 83 (2007).
- [45] A. Mesa-Delgado, C. Esteban, J. Garcia-Rojas, *Astrophys. J.* **675**, 389 (2008).

**DETERMINATION OF ENERGY DISTRIBUTION IN IONIZING RADIATION
SPECTRUM OF ORION NEBULA**

B. Ya. Melekh, R. I. Korytko, V. V. Holovaty
*Ivan Franko National University of Lviv, Department for Astrophysics,
8, Kyryla i Mefodija St., Lviv, UA-79005, Ukraine*

The electron densities n_e and temperatures T_e as well as ionic abundances were determined using the nebular gas diagnostic method DIAGN on the basis of the observed spectra obtained from 12 different slit positions on Orion Nebula. For this purpose the modern data on the probabilities of relevant atomic processes were used. All the observed data were taken from paper [M. Peimbert, S. Torres-Peimbert, Mon. Not. R. Astron. Soc. **179**, 217 (1977)]. For each observed part of the Orion Nebula the energy distribution in the ionizing spectrum beyond $\lambda \leq 912 \text{ \AA}$ (the so-called Lyc-spectrum) was determined using the NLEHII method. The resulting Lyc-spectra with other data were used to calculate the optimized photoionization models (OPhMs) for the observed parts of the Orion Nebula. The dust abundance was also taken into account. The two types of the OPhMs were calculated. The first one is ionizing bounded OPhMs, and the second one is OPhMs with gas-dust cocoon. As a result, a new Lyc-spectra were obtained. In the future, they will be used (along with other individually found OPhM characteristics) to calculate the grid models and to correct the output of new expressions for ionization-correction factors in high-metallicity HII zones.