

РОЗПОДІЛ ЕНЕРГІЇ В СПЕКТРІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЯДЕР ОБЛАСТЕЙ НІІ В ГОЛУБИХ КОМПАКТНИХ КАРЛИКОВИХ ГАЛАКТИКАХ ЗА λ 912 Å

Б. Я. Мелех

Астрономічна обсерваторія

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

(Отримано 4 лютого 2000 р.; в остаточному вигляді — 12 травня 2000 р.)

На підставі спостережуваних потоків у лініях $H\beta$, $\lambda 4471\text{HeI}$, $\lambda 4686\text{HeII}$ від 43 областей НІІ в 37 голубих компактних карликових галактиках розраховано розподіл енергії в спектрі випромінювання їхніх ядер за лайманівською межею. Описано методику розрахунку йонізуючого спектра й розглянуто три варіанти розв'язку цієї задачі. В основі методу лежить принцип йонізаційно–рекомбінаційного й термічного балансу квантів, випромінених йонізуючим джерелом і поглинутих газом в області НІІ. Перший варіант відповідає припущенню про однаковий нахил L_c — спектра за водневим і гелієвим скачками (визначаються потоки випромінювання на $\lambda\lambda 912, 504, 228\text{Å}$ і спектральний індекс α). Другий варіант відповідає припущенню відсутності гелієвих скачків (визначаються потік на $\lambda 912\text{Å}$ і спектральні індекси в кожному з трьох діапазонів довжин хвиль $\lambda\lambda 912\text{--}504\text{Å}$, $\lambda\lambda 504\text{--}228\text{Å}$, $\lambda\lambda 228\text{--}22.8\text{Å}$). Третій варіант аналогічний до другого, однак розподіл енергії в діапазоні хвиль $\lambda\lambda 228\text{--}22.8\text{Å}$ визначено за його залежністю від спектрального індексу в діапазоні $\lambda\lambda 912\text{--}504\text{Å}$, отриманою з моделей зоряних атмосфер Шарера–де Котера.

Ключові слова: голубі компактні галактики, області НІІ, моделі зоряних атмосфер, розподіл енергії.

PACS number(s): 98.58.Hf, 97.10.Ex

I. ВСТУП

Голубі компактні карликові галактики (ГККГ) характеризуються активними процесами зореутворення. Процеси зореутворення проходять у компактних (радіусом близько 100 пс) згустках, навколо яких, унаслідок йонізації і збудження навколишнього газу, утворюються гігантські області НІІ. У таких галактиках може бути одна або й багато областей НІІ. В одній такій області НІІ — один або більше згустків зореутворення. Чим більше таких згустків, тим складніша з геометричної й фізичної точок зору побудова фізичної картини йонізуючих джерел цих областей НІІ.

ГККГ мають низьку металевість, тому вони є особливо важливими об'єктами для проблеми визначення вмісту первинного гелію у Всесвіті. Порівняння металевості ГККГ з металевістю, наприклад, планетарних туманностей може дати інформацію про темп збагачення важкими елементами і його можливі зміни в процесі хемічної еволюції речовини у Всесвіті. Тому задача визначення хемічного вмісту гігантських областей НІІ в ГККГ дуже важлива і має бути якомога коректніше поставлена. Від туманностей здебільшого ми спостерігаємо мало ліній йонів одного й того ж самого хемічного елемента, унаслідок чого кількість йонів більшості стадій йонізації неможливо визначити зі спостережень. Для виведення значення вмісту хемічного елемента з його йонного вмісту (в одній або в декількох стадіях йонізації),

як правило, використовують так звані йонізаційно–корекційні фактори [1–4]. Їх знаходять з емпіричних співвідношень, які ґрунтуються на використанні близькості потенціалів йонізації йонів, однак вони не враховують різниці в їхніх ефективних перерізах фотойонізації. Очевидно, що найліпше їх шукати з сітки фотойонізаційних моделей свічення областей НІІ в ГККГ, яку ми плануємо розрахувати на основі спостережень 43 об'єктів, узятих з праць [1–4].

Для побудови фотойонізаційних моделей свічення областей НІІ в ГККГ необхідно задати розподіл енергії в спектрі випромінювання йонізуючих ядер цих областей. Якщо в оптиці і в близькому ультрафіолеті такий розподіл енергії можна отримати зі спостережень, то за лайманівською межею ($\lambda \leq 912\text{Å}$) таким методом його отримати неможливо.

Розподіл енергії в спектрі йонізуючого випромінювання ядер цих об'єктів, в основному, задають (наприклад [5]), виходячи з параметрів так званої функції початкових мас і моделей зоряних атмосфер.

Однак, як уже було сказано вище, розрахувати L_c -спектр, виходячи з характеристик йонізуючих джерел, важко, оскільки морфологія цих об'єктів здебільшого невідома. Тому для знаходження L_c -спектра ми використовуємо метод, який базується на спостережуваних потоках емісійних ліній від областей НІІ і який є модифікацією методу Головатого–Проника [6,7]. Цей метод можна застосовувати як автономно, так і поєднувати з моделями зоряних атмосфер.

У нашій праці описано метод визначення енергетичного L_c -спектра, а також встановлені розподіли енергій за $\lambda \leq 912\text{\AA}$ для згаданих вище 43 об'єктів.

II. МЕТОД РОЗРАХУНКУ L_c -СПЕКТРА

Використаний метод базується на припущенні про йонізаційно-рекомбінаційну і термічну рівновагу газу в туманностях. Вхідними параметрами для розрахунків є спостережувані інтегральні потоки від областей НІ глибоких компактних карликових галактик у лініях H_β , $\lambda 4471\text{HeI}$, $\lambda 4686\text{HeII}$, виправлені за міжзоряне поглинання, і додатково розрахована сума інтенсивностей заборонених ліній $I(\lambda)/I(H_\beta)$.

Відповідно до потенціалів йонізації H^0, He^0 і He^+ , область за $\lambda 912\text{\AA}$ 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 із згаданих інтервалів ми визначили величиною потоку випромінювання на початку інтервалу ($F_{912}, F_{504}, F_{228}$) і параметром, який характеризує зміну потоку з частотою. У степеневій апроксимації, яку ми прийняли, таким параметром є спектральний індекс α :

$$F_\nu = F_{\nu_0} \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^\alpha, \quad (1)$$

де F_ν і F_{ν_0} — потоки йонізуючого випромінювання, а ν і ν_0 — частоти відповідно в і на початку кожного із згаданих інтервалів.

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

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

де кількість штрихів указує на порядковий номер інтервалу.

Для отримання в цьому методі F_ν і α використано рівняння балансу квантів, модифіковані для врахування присутності гелію в туманності, а також рівняння енергетичного балансу [6].

При виведенні вихідних рівнянь урахувалось 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, тобто

$$N_n(X^+) = N(X^{+i})N_e C_n(X^{+i})V(X^{+i}),$$

де C_n — коефіцієнт рекомбінацій на рівень n ; V — об'єм газу, заповнений йонами H^+, He^+ або He^{++} .

Величину V можна знайти з такого співвідношення:

$$V(X^{+i}) = 4\pi R^2 F[X(\lambda)] / \{N(X^{+i})N_e \alpha_{\text{еф}}[X(\lambda)]h\nu_{X(\lambda)}\},$$

де F — потік випромінювання в спектральній лінії $X(\lambda)$ на відстані Землі, виправлений за міжзоряне поглинання; $\alpha_{\text{еф}}$ — ефективний коефіцієнт рекомбінації в лінії $X(\lambda)$; R — відстань до туманності. Наступні обчислення ми проводили для ліній H_β , $\lambda 4471\text{HeI}$ і $\lambda 4686\text{HeII}$. Значення необхідних для обчислень коефіцієнтів рекомбінації брали з праці [8]. У результаті вихідні рівняння для поглинаючих атомів H^0, He^0, He^+ , з урахуванням згаданих процесів, запишемо так [6]:

$$\begin{aligned} N_{L_c}' + aN_{L_c}'' + bN_{L_c}''' &= N_{\text{рек}}(H^+) - N_1(H^+)aN_1(He^+) - N_{L_\alpha}(He^+) - bN_1(He^{++}) \\ &\quad - bN_1(He^{++}) - N_2(He^{++}) - (1/4)N_{L_\alpha}(He^{++}), \\ (1-a)N_{L_c}'' + cN_{L_c}''' &= N_{\text{рек}}(He^+) - (1-a)N_1(He^+) - cN_1(He^{++}) - (1/4)N_{L_\alpha}(He^{++}), \\ (1-b-c)N_{L_c}''' &= N_{\text{рек}}(He^{++}) - (1-b-c)N_1(He^{++}), \end{aligned} \quad (2)$$

де $N_{L_c} = 4\pi R^2 \int \frac{F_\nu}{h\nu} d\nu$ — повне число квантів в інтервалі λ , випромінених за одиницю часу ядром або ядрами;

$$N_{\text{рек}} = 4\pi R^2 \frac{\sum_1^\infty C_n(X^{+i})}{\alpha_{\text{еф}}[X(\lambda)]} F[X(\lambda)]/h\nu_{X(\lambda)}$$

— повне число рекомбінацій у туманності на рівні йона X^{+i} ; a і b — доля фотонів відповідно другого і третього інтервалів ($\lambda\lambda 504-228\text{\AA}$ і $\lambda\lambda 228-22.8\text{\AA}$), поглинутих H^0 , а c — доля фотонів $\lambda\lambda 228-22.8\text{\AA}$, поглинутих

He⁰. Інтегрування проводимо в межах кожного з інтервалів λ . Кількість штрихів указує на порядковий номер інтервалу.

Підставивши у (2) відомі вирази, отримаємо:

$$\begin{aligned} F_{912} \int_1^{1.81} x^{\alpha' - 1} dx + a F_{504} \int_1^{2.21} x^{\alpha'' - 1} dx + b F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha''' - 1} dx &= A; \\ (1 - a) F_{504} \int_1^{2.21} x^{\alpha'' - 1} dx + c F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha''' - 1} dx &= B; \\ (1 - b - c) F_{228} \int_1^{10} x^{\alpha''' - 1} dx &= C; \end{aligned} \quad (3)$$

де $x = \nu/\nu_0(X^{+i})$; A, B, C — функції спостережуваних потоків у лініях H β , $\lambda 4471\text{HeI}$, $\lambda 4686\text{HeII}$ й електронної температури T_e . Зокрема, для $T_e = 10000^\circ \text{K}$ ці функції запишемо так [7]:

$$\begin{aligned} A &= (1.39F(\text{H}\beta) - [1.73a + 0.15]F(\text{HeI}) - (0.19 + 0.30b)F(\text{HeII}))10^{-14}; \\ B &= ([4.69 - 1.73(1 - a)]F(\text{HeI}) - [0.30c + 0.039]F(\text{HeII}))10^{-14}; \\ C &= ([0.98 - 0.30(1 - b - c)]F(\text{HeII}))10^{-14}. \end{aligned} \quad (4)$$

Порівнюючи кількість йонізацій H⁰ випромінюванням $\lambda 504 - 228\text{\AA}$ із загальним числом йонізацій H⁰ і He⁰ квантами того ж інтервалу λ , одержимо a . Аналогічно отримаємо b і c :

$$\begin{aligned} a &= \frac{N_{ion''}(\text{H}^0)}{N_{ion''}(\text{H}^0) + N_{ion''}(\text{He}^0)}; \\ b &= \frac{N_{ion'''}(\text{H}^0)}{N_{ion'''}(\text{H}^0) + N_{ion'''}(\text{He}^0) + N_{ion'''}(\text{He}^+)}; \\ c &= \frac{N_{ion'''}(\text{He}^0)}{N_{ion'''}(\text{H}^0) + N_{ion'''}(\text{He}^0) + N_{ion'''}(\text{He}^+)}; \end{aligned} \quad (5)$$

де

$$N_{ion}(X^i) = 4\pi R^2 N(X^i) \int_{x_0}^{x_{max}} F_x (1 - e^{-\tau_{Lc}}) \sigma_x(X^i) \frac{dx}{hx}, \quad (6)$$

де $N(X^i)$ — уміст йона X^i ; $x = \nu/\nu_0(X^{+i})$; x_0 і x_{max} — відповідно верхня і нижня межі розглянутого інтервалу λ (або ν) в одиницях x , F_x — потік випромінювання на частоті ν на відстані Землі при відсутності поглинання; $\sigma_x(X^i)$ — ефективний переріз фотойонізації йона X^i в інтервалі λ , τ_{Lc} — оптична товщина туманності для лайманівських квантів, яку

приймали малою.

Ефективні перерізи фотойонізації в кожному з названих інтервалів для H⁰, He⁰, He⁺ запишемо так:

$$\begin{aligned} \sigma'_x(\text{H}^0) &= \sigma(\text{H}^0)x^{-3}, \\ \sigma''_x(\text{H}^0) &= \sigma'_x(\text{H}^0)1.81^{-3}, \\ \sigma'''_x(\text{H}^0) &= \sigma''_x(\text{H}^0)2.21^{-3}, \\ \sigma''_x(\text{He}^0) &= \sigma(\text{He}^0)x^{-2.3}, \\ \sigma'''_x(\text{He}^0) &= \sigma''_x(\text{He}^0)2.21^{-2.3}, \\ \sigma'''_x(\text{He}^+) &= \sigma(\text{He}^+)x^{-3}, \end{aligned} \quad (7)$$

де $\sigma(\text{H}^0)$, $\sigma(\text{He}^0)$, $\sigma(\text{He}^+)$ — ефективні перерізи фотойонізації відповідних атомів на частоті потенціалу йонізації.

Використовуючи (1), (5)–(7), отримаємо кінцеві вирази для визначення a , b і c :

$$a = \left[1 + 7.53 \frac{\text{He}}{\text{H}} \frac{\int_1^{2.21} x^{\alpha'' - 3.3} dx}{\int_1^{2.21} x^{\alpha'' - 4} dx} \right]^{-1}; \quad (8)$$

$$b = \left[1 + \frac{\text{He}}{\text{H}} (12.46 \frac{\int_1^{10} x^{\alpha''' - 3.3} dx}{\int_1^{10} x^{\alpha''' - 4} dx} + 18.29) \right]^{-1}; \quad (9)$$

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

Отже, в цьому методі a , b і c є функціями відповідних α і хемічного вмісту $\frac{H_e}{H}$.

Рівняння енергетичного балансу запишемо так:

$$G = \Lambda, \quad (11)$$

де

$$G = \epsilon(H^0)n(H^+)n_e\alpha_t(H^+) + \epsilon(He^0)n(He^+)n_e\alpha_t(He^+) + \epsilon(He^+)n(He^{++})n_e\alpha_t(He^{++}), \text{ ерг см}^{-3} \text{ с}^{-1} \quad (12)$$

— функція нагріву газу; α_t — коефіцієнти рекомбінацій відповідних йонів. У нашому випадку внески у функцію нагріву, викликані рекомбінаціями певних атомів і йонів як функції відповідних спектральних індексів, запишемо так:

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

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

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

У свою чергу

$$\Lambda = \epsilon_{забор} + \epsilon_{f-f} + \epsilon_{f-b} + \epsilon_{H^0}, \text{ ерг см}^{-3} \text{ с}^{-1} \quad (13)$$

— функція охолодження газу, тобто ми враховували витрати енергії на збудження заборонених ліній ($\epsilon_{забор}$), випромінювання при $f-f$ (ϵ_{f-f}) і $f-b$ (ϵ_{f-b}) — переходах, а також на йонізацію і збудження H^0 електронним ударом з розрахунку на одну рекомбінацію ϵ_{H^0} . Вирази для ϵ відомі і запишуться:

$$\epsilon_{забор} = 3.02 \cdot 10^{-13} t_e^{-0.227} \sum I(\lambda)/H_\beta,$$

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

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

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

де $t_e = T_e/10000^\circ \text{ K}$; $\frac{He^+}{H^+}$ і $\frac{He^{++}}{H^+}$ обчислювали за допомогою таких виразів [9]:

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

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

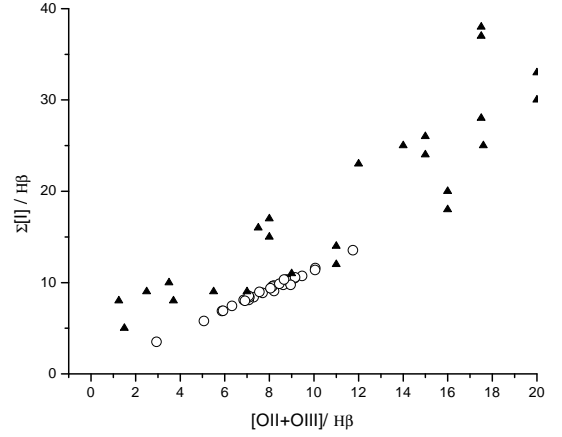


Рис. 1. Залежність суми інтенсивностей заборонених ліній в оптичному діапазоні областей НІ в ГККГ (кільця) і суми інтенсивностей заборонених ліній планетарних туманностей (трикутники), отримані з сітки їхніх фотойонізаційних моделей свічення, від сумарних відносних інтенсивностей ліній $\lambda 3727 \text{ \AA}$ O[II], $4959+5007 \text{ \AA}$ O[III].

На рис. 1 кільцями зображено залежність суми інтенсивностей заборонених ліній в оптичному діапазоні областей НІ в ГККГ, отримані з [1–4], а трикутниками — суми інтенсивностей заборонених ліній планетарних туманностей, отримані з сітки їхніх фотойонізаційних моделей свічення [10], від сумарних відносних інтенсивностей ліній $\lambda 3727 \text{ \AA}$ O[II], $4959+5007 \text{ \AA}$ O[III]. Видно, що суми інтенсивностей заборонених ліній областей НІ в ГККГ розміщені внизу відповідної смуги для планетарних туманностей. Треба зауважити, що для НІ-областей ми брали суму інтенсивностей заборонених ліній тільки з оптичного діапазону. Відсутність спостережень в інших діапазонах унеможливає знаходження зі спостережень повнішого значення відповідних сум для цих об'єктів. У будь-якому випадку внесок інтенсивностей заборонених ліній з інших діапазонів може тільки підняти їхні загальні суми в цих об'єктах.

Тому суму відносних інтенсивностей заборонених ліній $\sum I(\lambda)/H_\beta$ ми визначали за її залежністю від сумарної інтенсивності небулярних ліній $([OII] + [OIII] + [NII])/H_\beta$ для планетарних туманностей:

$$\sum I(\lambda)/H_{\beta} = 1.55 \frac{I\lambda 3727[OII] + I\lambda(4959 + 5007)[OIII] + I\lambda 6584[NII]}{I(H_{\beta})} + 5.58, \quad (14)$$

Оскільки для знаходження розподілу енергії за $\lambda \leq 912\text{\AA}$ ми маємо чотири рівняння і шість невідомих, то F 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 (11) з урахуванням (12)–(14) і потоки випромінювання на $\lambda\lambda 912,504, 228\text{\AA}$ із системи (3)).

Другий варіант відповідає припущенню про відсутність гелієвих скачків (визначали $F_{912\text{\AA}}$ і спектральний індекс у кожному з трьох діапазонів хвиль $\lambda\lambda 912\text{--}504\text{\AA}$, $\lambda\lambda 504\text{--}228\text{\AA}$, $\lambda\lambda 228\text{--}22.8\text{\AA}$). Алгоритм розв'язку такий: з системи (3) знаходимо $\alpha', \alpha'', \alpha'''$, після цього, користуючись виразами (12)–(14), перевіряємо, чи виконується умова енергетичного балансу (11). Якщо умова (11) 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 методу Головатого–Проника [6,7]. Він аналогічний до другого, однак розподіл енергії в третьому ($\lambda \leq 228\text{\AA}$) діапазоні довжин хвиль шукали не із системи (3), а з його залежності від α' , знайденої шляхом апроксимації результатів моделей зоряних атмосфер Шарера–де Котера (SdK) для O–B зір з металевістю $Z = 0.004$ [11,12]. Ми отримали шляхом апроксимації результатів згаданих вище моделей SdK залежність ефективної температури T_{eff} від α' :

$$T_{eff} = 62743.03 + 22867.58\alpha' + 6300.05\alpha'^2 + 585.81\alpha'^3. \quad (15)$$

Згідно з T_{eff} ми задавали розподіл енергії за 228\AA , вибираючи відповідну модель з SdK [11,12]. Оскільки моделі SdK побудовані з кроком $\leq 3000^{\circ}\text{K}$, ми вибирали найближчу за знайденою з (15) ефективною температурою модель, розподіл енергії якої для $\lambda \leq 228\text{\AA}$ використовували в системі (3). Ця система (3) і вирази (9–10, 12) дещо видозміняться за рахунок поліноміального, а не степеневого представлення розподілу енергії в третьому діапазоні довжин хвиль. Тобто для $\lambda \leq 228\text{\AA}$ вираз (1) зміниться так:

$$\frac{F_{\nu}}{F_{\nu_0}} = f(x), \quad (16)$$

де $f(x)$ — функція зміни потоку з частотою в цьому інтервалі довжин хвиль, $x = \nu/\nu_0$. Оскільки $f(x)$ не змінюється з переведенням потоків на іншу відстань, то ми шукали її з відношення потоків поліноміаль-

ної інтерполяції результатів відповідної моделі SdK, вибраної за допомогою (15). Поліноміальне представлення розподілу енергії в цьому діапазоні пов'язане з моделями SdK [11,12], у яких розподіли енергії в першому і другому діапазонах добре апроксимуються лінійною, а в третьому — поліноміальною залежністю від довжини хвилі.

Результати SdK [11,12] показують незначні скачки на $\lambda 504\text{\AA}$ для $T_{eff} \geq 35000^{\circ}\text{K}$, тому ми взяли до уваги тільки скачок на $\lambda 228\text{\AA}$. F_{228}^{-} ми визначали, як і в другому варіанті (за допомогою степеневого представлення), а F_{228}^{+} отримали з видозміненої, згідно з (16), системи (3). Знаючи F_{228}^{+} на відстані Землі, потік на $\lambda 228\text{\AA}$ з відповідної моделі SdK на поверхні зорі, ми перераховували розподіл F_{ν} за $\lambda 228\text{\AA}$ на відстань Землі.

Для розрахунку L_c -спектра ми розробили програму NLENI (Nebula Light Exciter: NI regions) мовою програмування C++.

III. СПЕКТРИ ТА ІНШІ ВИХІДНІ ДАНІ

Для обчислень ми використали спектри 43 областей НІ в 37 ГККГ з праць [1–4]. Потоки $F(H_{\beta})$ ми виправили за міжзоряне поглинання згідно з [13].

Для об'єктів, у яких не спостерігаються $\lambda 4686\text{HeII}$, ми приймали відносну інтенсивність цієї лінії, що дорівнює 0.001.

Уміст гелію, електронна концентрація n_e та електронна температура T_e , значення O^{+}/O^0 , необхідні для визначення H^{+}/H^0 для цих об'єктів, знайдені за допомогою коду NEWDIAGN [14] і наведені в таблиці 1 (див. Додаток).

IV. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

У таблиці 2А і таблиці 2Б (див. Додаток) подано результати обчислень розподілу енергії за $\lambda \leq 912\text{\AA}$ цим методом у спектрах йонізуючих джерел 43 НІ областей у ГККГ для першого, другого (таблиці 2А) і третього (таблиці 2Б) варіантів пошуку відповідно. У таблиці 2Б F_{228}^{-} знайдено як функцію F_{912} , α' і α'' в припущенні про відсутність скачка на 504\AA , а F_{228}^{+} отримано з видозміненої, згідно з (16), системи (3). В останній колонці таблиці 2Б наведено ідентифікації (див. [11,12]) SdK моделей, використаних для визначення розподілу енергії для $\lambda \leq 228\text{\AA}$ для кожного об'єкта зокрема. Потоки дано в ергі $\text{cm}^{-2}\text{ s}^{-1}\text{ Гц}^{-1}$ на відстані Землі.

На рис. 2 показано залежність $F_{\nu}(\lambda)$ за лайманівською межею для області НІ 0930 + 554, отриману

цим методом відповідно для першого (суцільна лінія з квадратами у вузлах), другого (розірвана лінія з кругами в вузлах) і третього (суцільна лінія з трикутниками в вузлах) варіантів пошуку. Видно, що перший варіант (Вар. 1) за рахунок додатного значення α має скачки на $\lambda 504\text{\AA}$, що суперечить моделям SdK [11,12] і не надається для опису L_c -спектра даного об'єкта. З таблиці 2А видно, що більшість таких об'єктів мають додатне, або близьке до нуля від'ємне значення α , що підтверджує припущення про непридатність першого варіанта для областей НІ в ГККГ.

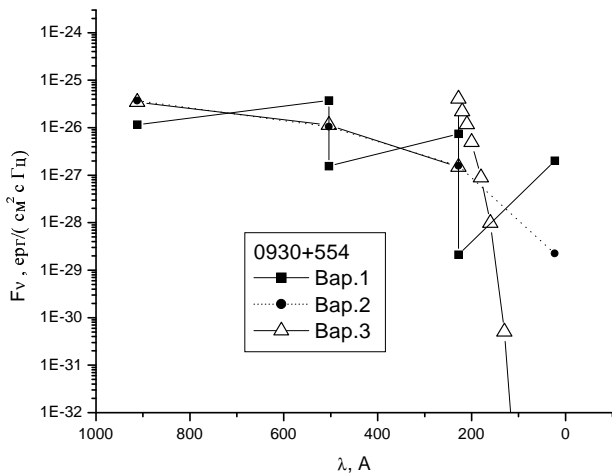


Рис. 2. Розподіл енергії в спектрі випромінювання ядер області НІ 0930+554, знайдений у припущенні про однаковий нахил спектра за $\lambda 912\text{\AA}$ (Вар. 1) і при відсутності скачків на $\lambda 504\text{\AA}$ і 228\AA (Вар. 2), а також у припущенні про відсутність скачка на $\lambda 504\text{\AA}$ і присутність скачка на $\lambda 228\text{\AA}$ (Вар. 3) згідно з моделями зоряних атмосфер Шарера-де Котера для $Z = 0.004$. Видно також емісійний скачок (Вар. 3) на $\lambda 228\text{\AA}$.

На рис. 3 показано аналогічну до рис. 2 залежність для області НІ 1131 + 493N в ГККГ, знайдену другим (Вар. 2) і третім (Вар. 3) варіантами пошуку L_c -спектра.

Для обох об'єктів видно добру узгодженість розподілів енергії на $228\text{\AA} > \lambda \geq 912\text{\AA}$ для Вар. 2 і Вар. 3. На $\lambda 228\text{\AA}$ (Вар. 3) помітно (рис. 2) емісійний скачок, зумовлений двома способами визначення потоків:

1) F_{228}^+ визначається з виводом з (16), системи (3);

2) потік F_{228}^- отриманий як функція F_{912} , α' і α'' в припущенні про відсутність скачка на $\lambda 504\text{\AA}$ (яке обґрунтоване результатами SdK [11,12]). На рис. 3 видно, що в області НІ 1131+493N в ГККГ емісійний скачок практично відсутній.

Для побудови фотойонізаційних моделей свічення цих областей НІ потрібно також мати інтегральну (ефективну) температуру T_{eff} йонізуючих джерел. Її можна отримати шляхом використання залежності

T_{eff} від параметрів F_{912} , α' (15) або F_{504} з моделей зоряних атмосфер.

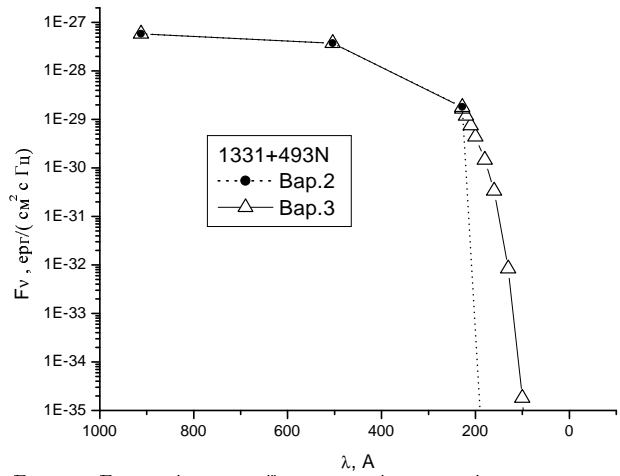


Рис. 3. Розподіл енергії в спектрі випромінювання ядер області НІ 1331+493N, знайдений у припущенні про відсутність скачків на $\lambda 504\text{\AA}$ і 228\AA (Вар. 2) і при відсутності скачка на $\lambda 504\text{\AA}$ та присутності скачка на $\lambda 228\text{\AA}$ (Вар. 3) згідно з моделями зоряних атмосфер Шарера-де Котера для $Z=0.004$. Для цього об'єкта видно, що скачок на $\lambda 228\text{\AA}$ практично відсутній (Вар.3).

Треба зауважити, що залежності T_{eff} від F_{912} і T_{eff} від F_{504} вимагають знання радіуса йонізуючого джерела, оскільки моделі атмосфер дають потоки на поверхні зорі, а в нашому методі використано потоки на відстані Землі, виправлені за міжзоряне поглинання. Водночас залежність T_{eff} від α' знання згаданого радіуса не потребує. Тому в нашій роботі ми визначили T_{eff} як функцію α' (15). Результати наведено в таблиці 3 (див. Додаток).

Треба відзначити також те, що в нашому методі одержання L_c -спектра непотрібні параметри функції початкових мас, які використовують інші автори (наприклад [5]) для опису розподілу енергії в спектрі випромінювання йонізуючого зоряного кластера. Порівняльний аналіз пошуку L_c -спектра нашим методом з відповідним методом пошуку такого спектра за функцією початкових мас викликає інтерес, і ми плануємо його здійснити.

V. ПОДЯКИ

Автор висловлює глибоку подяку канд. фіз.-мат. наук В. В. Головатому за поради і корисні консультації під час написання цієї праці, а також докт. фіз.-мат. Ю. І. Ізотому за люб'язно надані результати спостережень НІ областей у ГККГ і консультації.

ДОДАТОК

| ОБЛАСТЬ НІІ | n_e, cm^{-3} | T_e, K | O^+/O^0 | He/H |
|-------------|-----------------------|-----------------|-------------------------|----------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
| 0723+692A | 236. | 16000 | 8.52 | 0.089 |
| 0723+692B | 47. | 13000 | 8.95 | 0.074 |
| 0741+535 | 505. | 9000 | 7.51 | 0.083 |
| 0749+568 | 354. | 15000 | 6.54 | 0.091 |
| 0749+582 | 143. | 17000 | 7.50 | 0.010 |
| 0907+543 | 143. | 17000 | 12.18 | 0.098 |
| 0917+527 | 8. | 12000 | 6.93 | 0.089 |
| 0926+606 | 298. | 15000 | 19.10 | 0.079 |
| 0930+554 | 330. | 19000 | 7.28 | 0.066 |
| 0940+544N | 173. | 13000 | 9.40 | 0.092 |
| 0943+561A | 3379. | 17000 | 7.72 | 0.045 |
| 1030+583 | 18. | 10450 | 15.72 | 0.089 |
| 1054+365 | 284. | 14000 | 22.2 | 0.083 |
| 1116+583B | 517. | 17000 | 4.72 | 0.078 |
| 1124+792 | 227. | 15000 | 12.7 | 0.078 |
| 1128+573 | 234. | 17000 | 9.02 | 0.077 |
| 1205+557 | 33. | 12000 | 10.28 | 0.079 |
| 1222+614 | 49. | 16000 | 7.86 | 0.085 |
| 1223+487 | 227. | 16000 | 8.28 | 0.081 |
| 1256+351 | 289. | 14000 | 10.29 | 0.085 |
| 1319+579A | 157. | 11000 | 9.47 | 0.095 |
| 1319+579B | 65. | 14000 | 5.26 | 0.081 |
| 1319+579C | 42. | 10450 | 10.36 | 0.083 |
| 1358+576 | 265. | 15000 | 6.30 | 0.071 |
| 1441+294 | 64. | 9900 | 4.58 | 0.095 |
| 1533+574A | 62. | 10000 | 8.17 | 0.083 |
| 1533+574B | 18. | 12000 | 8.85 | 0.095 |
| 1535+554 | 85. | 9350 | 5.86 | 0.080 |
| IZw18(NW) | 137. | 19500 | 7.47 | 0.071 |
| IZw18(SE) | 16. | 19000 | 7.08 | 0.087 |
| 0832+699 | 99. | 9300 | 13.84 | 0.084 |
| 0946+558 | 95. | 11000 | 14.18 | 0.093 |
| 0948+532 | 96. | 11000 | 7.73 | 0.091 |
| 1135+581 | 296. | 13000 | 11.04 | 0.083 |
| 1152+579 | 2503. | 16000 | 6.69 | 0.066 |
| 1159+545 | 153. | 12000 | 11.11 | 0.083 |
| 1211+540 | 176. | 11000 | 9.28 | 0.089 |
| 1331+493N | 177. | 12000 | 8.93 | 0.084 |
| 1437+370 | 22. | 10000 | 6.92 | 0.089 |
| 1249+493 | 50. | 23000 | 7.50 | 0.089 |
| 1331+493S | 23. | 12000 | 6.16 | 0.073 |
| 1415+437 | 89. | 23000 | 7.53 | 0.085 |
| 1420+544 | 61. | 14000 | 6.41 | 0.117 |
| 1533+469 | 62. | 23000 | 6.76 | 0.1 |

Таблиця 1. Електронні концентрація n_e і температура T_e , відносний йонний уміст O^+/O^0 та хемічний уміст гелію He/H визначені за допомогою коду NEWDIAGN [14].

| ОБ'ЄКТ | Варіант 1 | | | | Варіант 2 | | | |
|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|------------|-------------|
| | α | F_{912} | F_{504} | F_{228} | F_{912} | α' | α'' | α''' |
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 |
| 0723+692A | 1.9 | 9.4e-27 | 1.7e-27 | 6e-30 | 2e-26 | -0.69 | -3.6 | -4.1 |
| 0723+692B | 1.1 | 1.1e-26 | 1.5e-27 | 2.7e-29 | 1.9e-26 | -0.93 | -5 | -0.62 |
| 0741+535 | -1.1 | 1.2e-26 | 2.8e-27 | 1.1e-29 | 9.6e-27 | -0.42 | -4.7 | -21 |
| 0749+568 | 1.8 | 4.4e-27 | 7.6e-28 | 5.9e-30 | 8.3e-27 | -0.37 | -4.2 | -1.3 |
| 0749+582 | 1.9 | 1.7e-27 | 3.7e-28 | 1.1e-31 | 3.4e-27 | -0.26 | -3.6 | -45 |
| 0907+543 | 1.9 | 1.8e-27 | 2.9e-28 | 3.5e-30 | 3.9e-27 | -0.67 | -3.9 | -0.83 |
| 0917+527 | 0.58 | 5.6e-27 | 1e-27 | 3.8e-29 | 7.8e-27 | -0.58 | -4.9 | -0.38 |
| 0926+606 | 1.5 | 6.4e-27 | 1e-27 | 1.2e-29 | 1.3e-26 | -0.91 | -4.1 | -1.3 |
| 0930+554 | 2 | 1.2e-26 | 1.5e-27 | 2.1e-29 | 3.7e-26 | -2.1 | -2.4 | -1.8 |
| 0940+544N | 0.98 | 5.1e-26 | 1e-26 | 1e-29 | 1e-25 | -1.4 | -3.1 | -51 |
| 0943+561A | 1.9 | 2e-28 | 4.3e-29 | 1.7e-32 | 4.2e-28 | -0.62 | -2.9 | -47 |
| 1030+583 | -1.1 | 9.9e-27 | 1.7e-27 | 2.2e-28 | 9.9e-27 | -1.1 | -5.5 | -0.0 |
| 1054+365 | 0.99 | 5.5e-27 | 1.3e-27 | 1.2e-30 | 9.8e-27 | -1 | -2.9 | -59 |
| 1116+583B | 2 | 1.1e-27 | 1.9e-28 | 1.9e-30 | 2.4e-27 | -0.61 | -3.7 | -1.2 |
| 1124+792 | 1.6 | 5.4e-27 | 1.1e-27 | 5.4e-31 | 1.3e-26 | -1.3 | -2.5 | -70 |
| 1128+573 | 1.9 | 9.9e-28 | 2e-28 | 6.9e-32 | 2.1e-27 | -0.61 | -3.3 | -46 |
| 1205+557 | 0.2 | 2.2e-27 | 4.6e-28 | 1.8e-29 | 3.2e-27 | -1.2 | -3.4 | -2.1 |
| 1222+614 | 1.9 | 9.9e-27 | 1.7e-27 | 1.2e-29 | 2.1e-26 | -0.69 | -3.8 | -1.8 |
| 1223+487 | 1.9 | 1.6e-26 | 2.7e-27 | 1.4e-29 | 3.4e-26 | -0.69 | -3.8 | -2.6 |
| 1256+351 | 1.4 | 3.3e-26 | 5.8e-27 | 4.4e-29 | 6.5e-26 | -0.86 | -3.9 | -2.6 |
| 1319+579A | -0.2 | 1.7e-26 | 3.1e-27 | 7.4e-29 | 1.8e-26 | -0.59 | -5.3 | -1.4 |
| 1319+579B | 1.7 | 1.1e-27 | 1.9e-28 | 1.6e-30 | 2.1e-27 | -0.59 | -3.9 | -1.8 |
| 1319+579C | -0.98 | 4.3e-27 | 1e-27 | 5.6e-29 | 4.3e-27 | -1 | -3.7 | -2.5 |
| 1358+576 | 1.8 | 8.4e-27 | 1.2e-27 | 7.8e-30 | 1.6e-26 | -0.43 | -5.2 | -0.67 |
| 1441+294 | -0.61 | 3.2e-27 | 3.7e-28 | 4e-29 | 2.9e-27 | -0.31 | -9.6 | -0.0 |
| 1533+574A | -0.94 | 6.9e-27 | 1.6e-27 | 6.2e-30 | 6.3e-27 | -0.64 | -4.5 | -22 |
| 1533+574B | 0.44 | 4.8e-26 | 9.3e-27 | 1.8e-28 | 6.4e-26 | -0.6 | -4.5 | -1.8 |
| 1535+554 | -0.88 | 4.7e-27 | 8.2e-28 | 3.9e-30 | 3.9e-27 | -0.32 | -6.5 | -5 |
| IZw18(NW) | 2 | 5.2e-27 | 4.9e-28 | 1.1e-29 | 1.6e-26 | -2 | -3.6 | -0.29 |
| IZw18(SE) | 2 | 1.2e-26 | 2.1e-27 | 5.8e-30 | 3.8e-26 | -2 | -2.2 | -9.4 |
| 0832+699 | -2.1 | 1.2e-27 | 3.1e-28 | 1.5e-30 | 1.1e-27 | -1.7 | -2.8 | -61 |
| 0946+558 | -0.57 | 9.1e-28 | 2e-28 | 1.1e-29 | 9.8e-28 | -0.9 | -4.2 | -1.4 |
| 0948+532 | -0.21 | 4.8e-28 | 1.1e-28 | 2.8e-30 | 5.2e-28 | -0.61 | -4.1 | -2.8 |
| 1135+581 | 0.89 | 2.9e-27 | 5.3e-28 | 1.2e-29 | 4.6e-27 | -0.81 | -4.1 | -1.2 |
| 1152+579 | 1.9 | 1.1e-27 | 2.5e-28 | 1e-30 | 2.3e-27 | -0.7 | -2.5 | -6.1 |
| 1159+545 | 0.043 | 2.5e-28 | 5.4e-29 | 1e-30 | 3.7e-28 | -1.4 | -3.2 | -5.4 |
| 1211+540 | -0.58 | 5.9e-28 | 1.1e-28 | 1.1e-29 | 7.2e-28 | -1.3 | -4.5 | -0.36 |
| 1331+493N | 0.42 | 4.2e-28 | 9.2e-29 | 1.5e-31 | 5.6e-28 | -0.62 | -4 | -31 |
| 1437+370 | -0.86 | 1.1e-27 | 2.1e-28 | 2.7e-29 | 1.1e-27 | -0.87 | -5.2 | -0.0 |
| 1249+493 | 2 | 3.4e-29 | 5.2e-30 | 3.1e-32 | 7.9e-29 | -0.87 | -3.8 | -1.9 |
| 1331+493S | 0.75 | 8.4e-29 | 9.6e-30 | 2.1e-32 | 1.2e-28 | -0.59 | -7.5 | -1.9 |
| 1415+437 | 2 | 9e-28 | 1e-28 | 1.3e-30 | 2.6e-27 | -1.6 | -3.8 | -0.84 |
| 1420+544 | 1.6 | 2.4e-28 | 3.4e-29 | 1.4e-31 | 4.6e-28 | -0.53 | -5.5 | -1.4 |
| 1533+469 | 2 | 1.7e-28 | 2e-29 | 9.8e-32 | 3.7e-28 | -0.49 | -6 | -0.3 |

Таблиця 2А. Результати обчислень L_c -спектра в припущенні про однаковий нахил спектра за $\lambda 912\text{\AA}$ (Вар. 1) і при відсутності скачків на $\lambda 504\text{\AA}$ та 228\AA (Вар. 2)

| ОБ'ЄКТ | F_{912} | α' | α'' | F_{228^-} | F_{228^+} | $\lambda \leq 228\text{\AA}$ |
|-----------|-----------|-----------|------------|-------------|-------------|------------------------------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 |
| 0723+692A | 2e-26 | -0.57 | -3.7 | 7.2e-28 | 5.7e-27 | SdK: F1 |
| 0723+692B | 1.8e-26 | -0.84 | -5 | 2e-28 | 7.6e-27 | SdK: F2 |
| 0741+535 | 1e-26 | -0.54 | -4.5 | 2e-28 | 2.7e-28 | SdK: F1 |
| 0749+568 | 8.1e-27 | -0.26 | -4.3 | 2.3e-28 | 5.1e-27 | SdK: F1 |
| 0749+582 | 3.4e-27 | -0.26 | -3.6 | 1.7e-28 | 1.2e-28 | SdK: F1 |
| 0907+543 | 3.8e-27 | -0.63 | -3.9 | 1.2e-28 | 3.5e-27 | SdK: F1 |
| 0917+527 | 7.8e-27 | -0.62 | -4.7 | 1.4e-28 | 5.2e-27 | SdK: F1 |
| 0926+606 | 1.3e-26 | -0.99 | -3.9 | 3.3e-28 | 5.8e-27 | SdK: E2 |
| 0930+554 | 3.5e-26 | -1.9 | -2.6 | 1.5e-27 | 4e-26 | SdK: D3 |
| 0940+544N | 1e-25 | -1.4 | -3 | 4.1e-27 | 2.6e-27 | SdK: C1 |
| 0943+561A | 4.1e-28 | -0.53 | -3 | 2.7e-29 | 1.9e-29 | SdK: F1 |
| 1030+583 | 9.5e-27 | -0.97 | -5.6 | 6.4e-29 | 5.2e-27 | SdK: E2 |
| 1054+365 | 9.6e-27 | -0.96 | -3 | 5e-28 | 2.7e-28 | SdK: E2 |
| 1116+583B | 2.4e-27 | -0.59 | -3.6 | 9.7e-29 | 2.1e-27 | SdK: F1 |
| 1124+792 | 1.3e-26 | -1.5 | -2.3 | 8.8e-28 | 5.5e-28 | SdK: E3 |
| 1128+573 | 2.2e-27 | -0.73 | -3.1 | 1.2e-28 | 7.4e-29 | SdK: F1 |
| 1205+557 | 3e-27 | -1 | -3.6 | 9.4e-29 | 1.2e-27 | SdK: D1 |
| 1222+614 | 2.1e-26 | -0.57 | -3.9 | 6.6e-28 | 1.2e-26 | SdK: F1 |
| 1223+487 | 3.4e-26 | -0.71 | -3.7 | 1.2e-27 | 1.3e-26 | SdK: F1 |
| 1256+351 | 6.1e-26 | -0.68 | -4.1 | 1.6e-27 | 2.1e-26 | SdK: F1 |
| 1319+579A | 1.8e-26 | -0.46 | -5.5 | 1.7e-28 | 3.9e-27 | SdK: F1 |
| 1319+579B | 2.2e-27 | -0.65 | -3.8 | 7.3e-29 | 1.1e-27 | SdK: F1 |
| 1319+579C | 4.2e-27 | -1 | -3.7 | 1.3e-28 | 1.3e-27 | SdK: D1 |
| 1358+576 | 1.7e-26 | -0.53 | -5 | 2.4e-28 | 6.9e-27 | SdK: F1 |
| 1441+294 | 2.9e-27 | -0.32 | -9.3 | 1.5e-30 | 1.5e-27 | SdK: F1 |
| 1533+574A | 6.5e-27 | -0.77 | -4.3 | 1.3e-28 | 1.7e-28 | SdK: F1 |
| 1533+574B | 6.3e-26 | -0.58 | -4.5 | 1.2e-27 | 2e-26 | SdK: F1 |
| 1535+554 | 4.1e-27 | -0.42 | -6.3 | 2.1e-29 | 1.1e-28 | SdK: F1 |
| IZw18(NW) | 1.5e-26 | -1.8 | -3.6 | 2.9e-28 | 2.2e-26 | SdK: D3 |
| IZw18(SE) | 3.9e-26 | -2.1 | -2.1 | 2.2e-27 | 1.1e-26 | SdK: C3 |
| 0832+699 | 1.1e-27 | -1.8 | -2.7 | 4.4e-29 | 3.4e-29 | SdK: D3 |
| 0946+558 | 9.3e-28 | -0.71 | -4.4 | 1.9e-29 | 4.2e-28 | SdK: F1 |
| 0948+532 | 5.2e-28 | -0.6 | -4.1 | 1.4e-29 | 1.5e-28 | SdK: F1 |
| 1135+581 | 4.8e-27 | -0.91 | -3.9 | 1.3e-28 | 2.6e-27 | SdK: F2 |
| 1152+579 | 2.2e-27 | -0.58 | -2.6 | 2e-28 | 1.1e-27 | SdK: F1 |
| 1159+545 | 3.8e-28 | -1.5 | -3.1 | 1.4e-29 | 1.1e-28 | SdK: E3 |
| 1211+540 | 6.5e-28 | -0.97 | -4.9 | 7.6e-30 | 4e-28 | SdK: E2 |
| 1331+493N | 5.8e-28 | -0.75 | -3.8 | 1.8e-29 | 1.7e-29 | SdK: F1 |
| 1437+370 | 1e-27 | -0.56 | -5.5 | 9.5e-30 | 7.9e-28 | SdK: F1 |
| 1249+493 | 8e-29 | -0.92 | -3.6 | 2.6e-30 | 3.8e-29 | SdK: F2 |
| 1331+493S | 1.3e-28 | -0.7 | -7.2 | 2.7e-31 | 3.5e-30 | SdK: F1 |
| 1415+437 | 2.3e-27 | -1.3 | -4.1 | 4.2e-29 | 1.3e-27 | SdK: D2 |
| 1420+544 | 4.5e-28 | -0.44 | -5.6 | 4.1e-30 | 8.9e-29 | SdK: F1 |
| 1533+469 | 3.6e-28 | -0.48 | -5.9 | 2.6e-30 | 1.2e-28 | SdK: F1 |

Таблиця 2Б. Результати обчислення L_c -спектра в припущенні про відсутність скачка на $\lambda 504\text{\AA}$ і присутність скачка на $\lambda 228\text{\AA}$ згідно з моделями зоряних атмосфер Шарера-де Котера (SdK) [11,12] (Вар. 3). В останньому стовпці наведено ідентифікації моделей SdK [11,12], за допомогою яких були представлені розподіли енергії для $\lambda \leq 228\text{\AA}$.

| ОБЛАСТЬ НII | $T_{eff}(\alpha')$ | ОБЛАСТЬ НII | $T_{eff}(\alpha')$ |
|-------------|--------------------|-------------|--------------------|
| 0723+692A | 5.47e+04 | 1319+579C | 4.78e+04 |
| 0723+692B | 5.02e+04 | 1358+576 | 5.55e+04 |
| 0741+535 | 5.54e+04 | 1441+294 | 6e+04 |
| 0749+568 | 6.12e+04 | 1533+574A | 5.13e+04 |
| 0749+582 | 6.12e+04 | 1533+574B | 5.45e+04 |
| 0907+543 | 5.37e+04 | 1535+554 | 5.78e+04 |
| 0917+527 | 5.39e+04 | IZw18(NW) | 3.93e+04 |
| 0926+606 | 4.8e+04 | IZw18(SE) | 3.75e+04 |
| 0930+554 | 3.89e+04 | 0832+699 | 3.95e+04 |
| 0940+544N | 4.27e+04 | 0946+558 | 5.23e+04 |
| 0943+561A | 5.55e+04 | 0948+532 | 5.42e+04 |
| 1030+583 | 4.82e+04 | 1135+581 | 4.92e+04 |
| 1054+365 | 4.84e+04 | 1152+579 | 5.45e+04 |
| 1116+583B | 5.44e+04 | 1159+545 | 4.2e+04 |
| 1124+792 | 4.2e+04 | 1211+540 | 4.82e+04 |
| 1128+573 | 5.19e+04 | 1331+493N | 5.16e+04 |
| 1205+557 | 4.76e+04 | 1437+370 | 5.49e+04 |
| 1222+614 | 5.48e+04 | 1249+493 | 4.89e+04 |
| 1223+487 | 5.22e+04 | 1331+493S | 5.25e+04 |
| 1256+351 | 5.28e+04 | 1415+437 | 4.47e+04 |
| 1319+579A | 5.7e+04 | 1420+544 | 5.73e+04 |
| 1319+579B | 5.33e+04 | 1533+469 | 5.66e+04 |

Таблиця 3. Результати визначення ефективної температури T_{eff} з моделей зоряних атмосфер [11,12] за спектральним індексом у діапазоні $\lambda\lambda 912 - 504\text{\AA}$ (α') для третього варіанта пошуку L_c -спектра

[1] Y. I. Izotov, T. X. Thuan, V. A. Lipovetsky, *Astrophys. J.* **435**, 10, (1994)

[2] Y. I. Izotov, T. X. Thuan, V. A. Lipovetsky, *Astrophys. J.* **108**, 1, (1997)

[3] T. X. Thuan, Y. I. Izotov, Valentin A. Lipovetsky, *Astrophys. J.* **445**, (1995)

[4] Yuri I. Izotov, Trinh X. Thuan, *Astrophys. J.* **497**, (1998).

[5] G. Stasinska, D. Schaerer, *Astron. Astrophys.* **351**, 72 (1999).

[6] В. В. Головатий, *Письма астрон. журн.* **13**, 7, 89,(1987).

[7] В. В. Головатий, В. И. Проник, *Астрофизика* **32**, 1 (1990).

[8] D. E. Osterbrock, *Astrophysics of Gaseous Nebulae* (San Francisco, 1974).

[9] M. Brocklehurst, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **157**, 211 (1972).

[10] В. В. Головатий, В. И. Дмитерко, Ю. Ф. Мальков, О. В. Рокач, *Астрон. журн.* **70**, вып. 4, 691 (1993).

[11] D. Schaerer, A. de Koter, W. Schmutz, A. Maeder, *Astron. Astrophys.* **310**, 837, (1996); **312**, 475, (1996).

[12] D. Schaerer, A. de Koter, *Astron. Astrophys.* **322**, 598, (1997).

[13] H. Seaton, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **187**, 73 (1979).

[14] В. В. Головатий, Р. Е. Гершберг, Ю. Ф. Мальков, В. И. Проник, *Известия Крым. астрофиз. обсерв.* **96**, 1 (1999).

ENERGY DISTRIBUTION IN THE EMISSION SPECTRA OF HII REGION NUCLEUS IN
THE BLUE COMPACT DWARF GALAXIES BEYOND λ 912Å

B. Ya. Melekh

*Astonomical Observatory of the Ivan Franko Lviv National University,
8 Kyrylo i Mefodii Str., Lviv, UA-79005, Ukraine
E-mail: melekh@astro.franko.lviv.ua*

The energy distribution in the radiation spectrum of the HII region nuclei is calculated beyond the Lyman limit on the basis of the observed emission fluxes in the H_{β} , $\lambda 4471\text{HeI}$, $\lambda 4686\text{HeII}$ lines of the 43 HII regions in 37 blue compact dwarf galaxies. The computational procedure of the ionization spectrum is discussed and three versions of the solution to this problem are considered. The essence of this method lies in the principle of the ionization–recombination and thermal equilibrium of quanta emitted by an ionizing source and absorbed by gas in the HII region. The first version corresponds to the assumption concerning equal spectral slopes beyond the hydrogen and helium discontinuities (the emission fluxes at λ 912, λ 504, λ 228Å and a spectral index α are computed). The second version corresponds to the assumption of the absence of helium discontinuities (emission flux at λ 912Å and a spectral index within each of the three wavelength bands $\lambda\lambda$ 912–504Å, $\lambda\lambda$ 504–228Å, $\lambda\lambda$ 228–22.8Å having been determined). The third version is similar to the second one. However, the energy distribution in the wavelength band $\lambda\lambda$ 228–22.8Å was determined from its dependence on the spectral index value in the wavelength band $\lambda\lambda$ 912–504Å which we obtained from the Schaerer and de Koter models of stellar atmospheres.