JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 4, No. 2 (2000) p. 225–235

РОЗПОДІЛ ЕНЕРҐІЇ В СПЕКТРІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ЯДЕР ОБЛАСТЕЙ HII 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_β, λ4471HeI, λ4686HeII від 43 областей HII в 37 голубих компактних карликових галактиках розраховано розподіл енерґії в спектрі випромінювання їхніх ядер за лайманівською межею. Описано методику розрахунку йонізуючого спектра й розглянуто три варіянти розв'язку цієї задачі. В основі методу лежить принцип йонізаційно–рекомбінаційного й термічного балансу квантів, випромінених йонізуючим джерелом і поглинутих газом в області HII. Перший варіянт відповідає припущенню про однаковий нахил L_c — спектра за водневим і гелієвим скачками (визначаються потоки випромінювання на $\lambda\lambda$912, 504, 228Å і спектральний індекс α). Другий варіянт відповідає припущенню відсутности гелієвих скачків (визначаються потік на λ912Å і спектральні індекси в кожному з трьох діяпазонів довжин хвиль $\lambda\lambda$912–504Å, $\lambda\lambda$504–228Å, $\lambda\lambda$228–22.8Å). Третій варіянт аналогічний до другого, однак розподіл енерґії в діяпазоні хвиль $\lambda\lambda$228–22.8Å визначено за його залежністю від спектрального індексу в діяпазоні $\lambda\lambda$912–504Å, отриманою з моделей зоряних атмосфер Шарера–де Котера.

Ключові слова: голубі компактні галактики, області HII, моделі зоряних атмосфер, розподіл енерґії.

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 HII. У таких галактиках може бути одна або й багато областей HII. В одній такій області HII — один або більше згустків зореутворення. Чим більше таких згустків, тим складніша з геометричної й фізичної точок зору побудова фізичної картини йонізуючих джерел цих областей HII.

ГККГ мають низьку металевість, тому вони є особливо важливими об'єктами для проблеми визначення вмісту первинного гелію у Всесвіті. Порівняння металевости 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 HII 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 більшости 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 близькости потенціялів йонізації йонів, однак вони не враховують різниці в їхніх ефективних перерізах фотойонізації. Очевидно, що найліпше їх шукати з сітки фотойонізаційних моделей свічення областей HII в ГККГ, яку ми плануємо розрахувати на основі спостережень 43 об'єктів, узятих з праць [1–4].

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

Розподіл енерґії 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 HII 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 енерґетичного L_c–спектра, а також встановлені розподіли енерґій за $\lambda \leq 912$Åдля згаданих вище 43 об'єктів.

II. МЕТОД РОЗРАХУНКУ L_C–СПЕКТРА

Використаний метод базується на припущенні про йонізаційно–рекомбінанаційну і термічну рівновагу газу в туманностях. Вхідними параметрами для розрахунків є спостережувані інтеґральні потоки від областей НІІ голубих компактних карликових галактик у лініях H_β, λ4471HeI, λ4686HeII, виправлені за міжзоряне поглинання, і додатково розрахована сума інтенсивностей заборонених ліній $\mathrm{I}(\lambda)/\mathrm{I}(\mathrm{H}_\beta)$.

Відповідно до потенціялів йонізації H^0,He^0 і He^+, область за λ 912Å ми розбили на три інтервали довжин хвиль: $\lambda\lambda$ 912–504Å, $\lambda\lambda$ 504–228Å, $\lambda\lambda$ 228–22.8Å. 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 енерґії 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:

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

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

Таким чином, неперервний спектр ядра в області $\lambda \leq 912$Å 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 присутности гелію в туманності, а також рівняння енерґетичного балансу [6].

При виведенні вихідних рівнянь ураховувалось 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 туманности. Наступні обчислення ми проводили для ліній H_β, λ4471HeI і λ4686HeII. 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]:

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

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$504–228Å і $\lambda\lambda$228–22.8Å), поглинутих H^0, а c — доля фотонів $\lambda\lambda$228–22.8Å, поглинутих

He^0. Інтеґрування проводимо в межах кожного з інтервалів λ. Кількість штрихів указує на порядковий номер інтервалу.

Підставивши у (2) відомі вирази, отримаємо:

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

де $x=\nu/\nu_0(X^{+i})$; A, B, C — функції спостережуваних потоків у лініях H_β, λ4471HeI, λ4686HeII й електронної температури T_e. Зокрема, для T_e=10000° K ці функції запишемо так [7]:

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

Порівнюючи кількість йонізацій H^0 випромінюванням $\lambda 504-228$Å із загальним числом йонізацій H^0 і He^0 квантами того ж інтервалу λ, одержимо a. Аналогічно отримаємо b і c:

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

де

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

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_{L_c} — оптична товщина туманности для лайманівських квантів, яку приймали малою.

Ефективні перерізи фотойонізації в кожному з названих інтервалів для H^0, He^0, He^+ запишемо так:

$$\sigma_x'(H^0) = \sigma(H^0)x^{-3},$$
$$\sigma_x''(H^0) = \sigma_x'(H^0)1.81^{-3},$$
$$\sigma_x'''(H^0) = \sigma_x''(H^0)2.21^{-3}, \quad (7)$$
$$\sigma_x''(He^0) = \sigma(He^0)x^{-2.3},$$
$$\sigma_x'''(He^0) = \sigma_x''(He^0)2.21^{-2.3},$$
$$\sigma_x'''(He^+) = \sigma(He^+)x^{-3},$$

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

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

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

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

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

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

Рівняння енерґетичного балансу запишемо так:

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

де

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

— 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:

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

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

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

У свою чергу

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

— функція охолодження газу, тобто ми враховували витрати енерґії на збудження заборонених ліній ($\epsilon_{\text{забор}}$), 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:

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

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

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

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

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

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

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

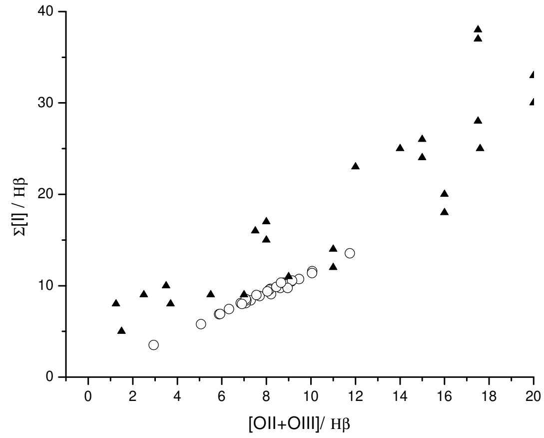

Рис. 1. Залежність суми інтенсивностей заборонених ліній в оптичному діяпазоні областей HII в ГККГ (кільця) і суми інтенсивностей заборонених ліній планетарних туманностей (трикутники), отримані з сітки їхніх фотойонізаційних моделей свічення, від сумарних відносних інтенсивностей ліній λ 3727Å O[II], 4959+5007Å O[III].

На рис. 1 кільцями зображено залежність суми інтенсивностей заборонених ліній в оптичному діяпазоні областей HII 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 λ 3727Å O[II], 4959+5007Å O[III]. Видно, що суми інтенсивностей заборонених ліній областей HII в ГККГ розміщені внизу відповідної смуги для планетарних туманностей. Треба зауважити, що для HII–областей ми брали суму інтенсивностей заборонених ліній тільки з оптичного діяпазону. Відсутність спостережень в інших діяпазонах унеможливлює знаходження зі спостережень повнішого значення відповідних сум для цих об'єктів. У будь–якому випадку внесок інтенсивностей заборонених ліній з інших діяпазонів може тільки підняти їхні загальні суми в цих об'єктах.

Тому суму відносних інтенсивностей заборонених ліній $\sum I(\lambda)/\mathrm{H}_\beta$ ми визначали за її залежністю від сумарної інтенсивности небулярних ліній $([\mathrm{O}II] + [\mathrm{O}III] + [\mathrm{N}II])/\mathrm{H}_\beta$ для планетарних туманностей:

$$\sum I(\lambda)/\mathrm{H}_\beta = 1.55\frac{I\lambda 3727[\mathrm{O}II] + I\lambda(4959+5007)[\mathrm{O}III] + I\lambda 6584[\mathrm{N}II]}{I(\mathrm{H}_\beta)} + 5.58, \tag{14}$$

Оскільки для знаходження розподілу енерґії за $\lambda \leq 912$Å 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\lambda$912,504, 228Åіз системи (3)).

Другий варіант відповідає припущенню про відсутність гелієвих скачків (визначали F912Å і спектральний індекс у кожному з трьох діяпазонів хвиль $\lambda\lambda$912–504Å, $\lambda\lambda$504–228Å, $\lambda\lambda$228–22.8Å). Алґоритм розв'язку такий: з системи (3) знаходимо $\alpha^{'}, \alpha^{''}, \alpha^{'''}$, після цього, користуючись виразами (12)–(14), перевіряємо, чи виконується умова енерґетичного 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 енерґії в третьому ($\lambda \leq 228$Å) діяпазоні довжин хвиль шукали не із системи (3), а з його залежности від $\alpha^{'}$, 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 $\alpha^{'}$:

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

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

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

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 поліноміяльної інтерполяції результатів відповідної моделі SdK, вибраної за допомогою (15). Поліноміяльне представлення розподілу енерґії в цьому діяпазоні пов'язане з моделями SdK [11,12], у яких розподіли енерґії в першому і другому діяпазонах добре апроксимуються лінійною, а в третьому — поліноміяльною залежністю від довжини хвилі.

Результати SdK [11,12] показують незначні скачки на λ504Å для $T_{eff} \geq 35000^circ$ K, тому ми взяли до уваги тільки скачок на λ228Å. $F_{228}{}^-$ ми визначали, як і в другому варіянті (за допомогою степеневого представлення), а $F_{228}{}^+$ отримали з видозміненої, згідно з (16), системи (3). Знаючи $F_{228}{}^+$ на відстані Землі, потік на λ228Å з відповідної моделі SdK на поверхні зорі, ми перераховували розподіл F_ν за λ228Åна відстань Землі.

Для розрахунку L_c–спектра ми розробили програму NLEHII(Nebula Light Exciter: HII regions) мовою програмування C++.

III. СПЕКТРИ ТА ІНШІ ВИХІДНІ ДАНІ

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

Для об'єктів, у яких не спостерігаються λ 4686HeII, ми приймали відносну інтенсивність цієї лінії, що дорівнює 0.001.

Уміст гелію, електронна концентрація n_e та електронна температура T_e, значення $\mathrm{O}^+/\mathrm{O}^0$, необхідні для визначення $\mathrm{H}^+/\mathrm{H}^0$ 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 енерґії за $\lambda \leq 912$Å цим методом у спектрах йонізуючих джерел 43 HII областей у ГККГ для першого, другого (таблиці 2А) і третього (таблиці 2Б) варіянтів пошуку відповідно. У таблиці 2Б $F_{228}{}^-$ знайдено як функцію F_{912}, $\alpha^{'}$ і $\alpha^{''}$ в припущенні про відсутність скачка на 504Å, 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 енерґії для $\lambda \leq$228Å для кожного об'єкта зокрема. Потоки дано в ерґ см$^{-2}$ с$^{-1}$ Гц$^{-1}$ на відстані Землі.

На рис. 2 показано залежність $F_\nu(\lambda)$ за лайманівською межею для области HII 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 $\lambda504$Å, 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 HII в ГККГ.

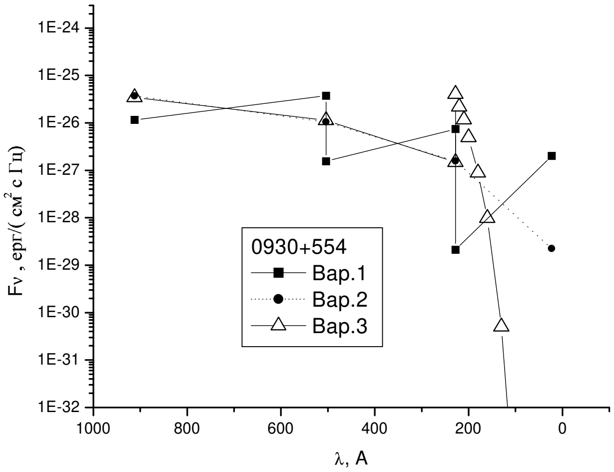

Рис. 2. Розподіл енерґії в спектрі випромінювання ядер області HII 0930+554, знайдений у припущенні про однаковий нахил спектра за $\lambda912$Å (Вар. 1) і при відсутності скачків на $\lambda504$Å і 228Å(Вар. 2), а також у припущенні про відсутність скачка на $\lambda504$Å і присутність скачка на $\lambda228$Å (Вар. 3) згідно з моделями зоряних атмосфер Шарера–де Котера для $Z = 0.004$. Видно також емісійний скачок (Вар. 3) на $\lambda228$Å.

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

Для обох об'єктів видно добру узгодженість розподілів енерґії на 228Å$\geq \lambda \leq$912Å для Вар. 2 і Вар. 3. На $\lambda228$Å (Вар. 3) помітно (рис. 2) емісійний скачок, зумовлений двома способами визначення потоків:

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

2) потік ${F_{228}}^{-}$ отриманий як функція F_{912}, $\alpha^{'}$ і $\alpha^{''}$ в припущенні про відсутність скачка на $\lambda504$Å (яке обґрунтоване результатами SdK [11,12]). На рис. 3 видно, що в області HII $1131{+}493N$ в ГККГ емісійний скачок практично відсутній.

Для побудови фотойонізаційних моделей свічення цих областей HII потрібно також мати інтеґральну (ефективну) температуру T_{eff} йонізуючих джерел. Її можна отримати шляхом використання залежности T_{eff} від параметрів F_{912}, $\alpha^{'}$ (15) або F_{504} з моделей зоряних атмосфер.

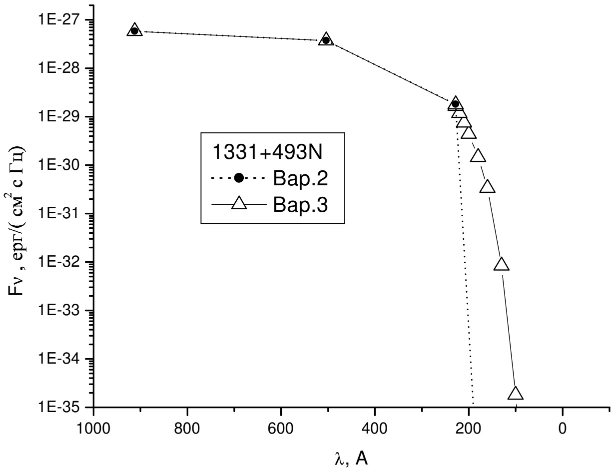

Рис. 3. Розподіл енерґії в спектрі випромінювання ядер области HII 1331+493N, знайдений у припущенні про відсутність скачків на $\lambda504$Å і 228Å (Вар. 2) і при відсутності скачка на $\lambda504$Å та присутності скачка на $\lambda228$Å (Вар. 3) згідно з моделями зоряних атмосфер Шарера–де Котера для Z=0.004. Для цього об'єкта видно, що скачок на $\lambda228$Å 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 $\alpha^{'}$ знання згаданого радіуса не потребує. Тому в нашій роботі ми визначили T_{eff} як функцію $\alpha^{'}$ (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 енерґії 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. Ізотову за люб'язно надані результати спостережень HII областей у ГККГ і консультації.

ДОДАТОК

ОБЛАСТЬ НII	n_e, см$^{-3}$	T_e, К	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].

	Варіянт 1				Варіянт 2			
ОБ′ЄКТ	α	F_{912}	F_{504}	F_{228}	F_{912}	$\alpha^{'}$	$\alpha^{''}$	$\alpha^{'''}$
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 λ912Å (Вар. 1) і при відсутності скачків на λ504Å та 228Å (Вар. 2)

ОБ'ЄКТ	F_{912}	α'	α''	$F228^-$	$F228^+$	$\lambda \leq 228$A
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 λ504Å і присутність скачка на λ228Å 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 енерґії для $\lambda \leq 228$Å.

ОБЛАСТЬ HII	$T_{eff}(\alpha^{'})$	ОБЛАСТЬ HII	$T_{eff}(\alpha^{'})$
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 діяпазоні $\lambda\lambda 912 - 504$Å $(\alpha^{'})$ для третього варіянта 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. Головатый, Письма астрон. журн. **13**, 7, 89,(1987).

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

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

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

[10] В. В. Головатый, 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. І. 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, λ4471HeI, λ4686HeII 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 essense of this method lies in the principle of the ionization–recombination and thermal equilibrium of quanta emitted by an ionizating 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.