

3. Лоцицкий В.Г. О калибровке магнитографических измерений с учетом пространственно неразрешимых неоднородностей / В.Г. Лоцицкий // *Physica Solariter*, Potsdam, 1980. – No. 14. – P. 88–94.
4. Лоцицкий В.Г. Эмпирическая модель мелкомасштабного магнитного элемента спокойной области Солнца / В.Г. Лоцицкий, Т.Т. Цап // *Кинематика и физика небесных тел*, 1989. – Т. 5, № 1. – С. 50–58.
5. Лоцицкий В. Порівняльна діагностика тонкоструктурних магнітних полів у сонячному спалаху та спокійних областях на Сонці / В. Лоцицкий, Т. Цап, О. Осика // *Вісн. Київ. нац. ун-ту імені Тараса Шевченка. Астрономія*, 2007. – Вип. 44. – С. 18–21.
6. Стешенко Н. В. Магнитные поля солнечных факелов / Н.В. Стешенко // *Изв. Крым. астрофиз. обсерватории*, 1968. – Т. 38. – С. 52–58.
7. Babcock H. W. The solar magnetograph / H. W. Babcock // *Astrophys. J.*, 1953. – Vol. 118. – P. 387–396.
8. Gordovskyy M. Observations of unresolved photospheric magnetic fields in solar flares using Fe I and Cr I lines / M. Gordovskyy, V. G. Lozitsky // *Solar Physics*. – 2014. – Vol. 289, Iss. 10. – P. 3681–3701.
9. Quiet-Sun inter-network magnetic fields observed in the infrared / E. V. Khomenko, M. Collados, S. K. Solanki et al. // *Astronomy and Astrophysics*, 2003. – Vol. 408. – P. 1115–1135.
10. Koutchmy S. Photospheric faculae. II. Line profiles and magnetic field in the bright network of the quiet Sun / S. Koutchmy, G. Stellmacher // *Astron. and Astrophys.*, 1978. – Vol. 67, № 1. – P. 93–102.
11. Lozitsky V.G. Small-scale magnetic field diagnostics in solar flares using bisectors of $I \pm V$ profiles / V.G. Lozitsky // *Advances in Space Research*, 2014. – № 8. – DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2014.09.028>.
12. Observations of magnetic field evolution in a solar flare / V.G. Lozitsky, E.A. Baranovsky, N.I. Lozitska et al. // *Solar Physics*, 2000. – Vol. 191, № 1. – P. 171–183.
13. Lozitsky V.G. Diagnostics of local magnetic fields in solar flares using Fe I 5383 and Mg I 5528 lines / V.G. Lozitsky, O.V. Lozitsky // *Odessa Astronomical Publications*, 2014. – Vol. 27, № 2. – P. 92–93.
14. Mehlretter J.P. Observations of photospheric faculae at the center of the solar disk / J.P. Mehlretter // *Solar Phys.*, 1974. – Vol. 38, № 1. – P. 43–57.
15. Sheeley N.R.Jr. Observations of small-scale solar magnetic fields / N.R.Jr. Sheeley // *Solar Phys.*, 1967. – Vol. 1, № 2. – P. 171–179.
16. Stenflo J.O. Magnetic-field structure of the photospheric network / J.O. Stenflo // *Solar Physics*, 1973. – Vol. 32, № 1. – P. 41–63.
17. Interpretation of Solar Magnetic Field Strength Observations / R.K. Ulrich, L. Bertello, J.E. Boyden et al. // *Solar Physics*, 2009. – Vol. 255, Iss. 1. – P. 53–78.
18. Wiehr E. A unique magnetic field range for non-spot solar magnetic regions / E. Wiehr // *Astron. and Astrophys.*, 1978. – Vol. 69, № 2. – P. 279–284.

Надійшла до редколегії 29.12.14

В. Лоцицкий, д-р физ.-мат. наук,
О. Осыка, канд. физ.-мат. наук,
В. Лях, студ.,
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

ДИАГНОСТИКА ЛОКАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНОМ ФАКЕЛЕ ПО ЛИНИИ Fe I 5233

Для оценки локальных магнитных полей в солнечном факеле, который наблюдался 07.08.2013 г. на зешельном спектрографе ГСТ АО КНУ, проанализированы бисекторы профилей $I \pm V$ линии Fe I 5233. Полученные данные свидетельствуют о неприменимости для этой линии приближения слабого однокомпонентного магнитного поля. На это указывает весьма значительное (до 5 раз) отличие расщеплений бисекторов в разных частях профиля линии. Более тонкий эффект обнаружено при анализе среднеквадратичного отклонения наблюдаемого расщепления бисекторов от линейного тренда. На расстоянии от центра линии около 120 мА это отклонение является максимальным по сравнению с шумовыми эффектами и может указывать на локальные магнитные поля с напряженностью около 7.4 кГс.

Ключевые слова: Солнце, солнечные факелы, локальные магнитные поля.

V. Lozitsky, Dr. Sci.,
O. Osyka, Ph. D.,
V. Lyakh, stud.,
Astronomical Observatory of Kyiv Taras Shevchenko National University, Kyiv

LOCAL MAGNETIC FIELD DIAGNOSTICS IN SOLAR FACULAE USING Fe I 5233 LINE

The bisectors of $I \pm V$ Stokes profiles are analyzed for measurements of local magnetic field strengths in solar faculae of 7 August 2013 observed on Echelle spectrograph of horizontal solar telescope of the Astronomical Observatory of Kyiv Taras Shevchenko National University. Obtained observational data indicate the inapplicability the weak-field and one-component approximation for this line. This follows from essential (till five times) differences of bisector splitting in different parts of line profile. A fine effect was found from analysis of mean-square deviation of observed bisector splitting from linear trend. This deviation has a maximum (relatively error level) on distance nearly 120 mÅ from line center that could indicate the presence of local magnetic field of about 7.4 kG.

Key words: Sun, solar faculae, local magnetic fields.

УДК 524.7

С. Парновський, д-р фіз.-мат. наук,
І. Ізотова, канд. фіз.-мат. наук

МУЛЬТИХВИЛЬОВІ ФУНКЦІЇ СВІТНОСТІ ГАЛАКТИК З АКТИВНИМ ЗОРЕУТВОРЕННЯМ

Розглянуто функцію світності вибірки 800 галактик з активним зореутворенням у рекомбінаційній лінії H α у зоні іонізованого водню та ультрафіолетовому діапазоні. Проаналізовано вплив на функцію світності точності у вимірюванні потоків випромінювання галактик, зокрема в ультрафіолетовому діапазоні, та еволюції світності галактик на шкалі часу в 10 млн років. Показано, що функції світності галактик з активним зореутворенням у лінії H α та ультрафіолетовому діапазоні не можуть бути описані функцією Шехтера, і їх відмінність від функції Шехтера не може бути пояснена врахуванням досліджених факторів впливу.

Вступ. Функція світності (ФС) є дуже важливою статистичною характеристикою населення галактик. Дуже часто вона описується функцією Шехтера (ФС) [27], яка відома у математичній статистиці як гамма функція. Але залишається проблематичним, чи функція Шехтера адекватно відтворює ФС галактик для спостережень у різних діапазонах спектра електромагнітного випромінювання.

Відомо, що у галактик високої світності функції світності відрізняються від функції Шехтера. Зокрема, це спостерігається для світностей галактик в деяких діапазонах довжин хвиль, що є хорошими індикаторами процесів зореутворення. Це – випромінювання галактик на 60 мкм у далекому інфрачервоному діапазоні [18, 26, 28], у радіоконтинуумі [9, 20, 29]. При цьому функція Шехтера гарно відтворює ФС у рекомбінаційній лінії H α у областях іонізованого водню (зони HII) [13, 19], та ультрафіолетовому (УФ) діапазоні [30].

У роботі [23] показано, що швидкість зореутворення (SFR) не може бути представлена ФШ. Швидкість зореутворення SFR є пропорційною до світності галактик у певному діапазоні довжин хвиль [6]. Як наслідок, розподіл світностей галактик, наприклад, у емісійній лінії $H\alpha$ чи УФ діапазоні, теж погано описується функцією Шехтера. Цей висновок зроблено з дослідження в УФ діапазоні на основі розподілу відношення SFR до маси вибірки близько 50 тис галактик з червоним зміщенням $z \leq 0.1$ [24]. З іншого боку, функції світності гарно описуються функцією Шехтера у оптичному та близькому інфрачервоному діапазонах.

У роботі [16] проведено дослідження функцій світності галактик з використанням даних місії Galaxy Evolution Explorer (GALEX) Medium Imaging Survey та WiggleZ Dark Energy Survey [10]. При $z > 0.55$ виявлено надлишок світних галактик, якщо порівнювати з розподілом Шехтера.

З досліджень вибірки 34 світних галактик з червоним зміщенням $6.5 < z < 7.5$ у УФ діапазоні [5] встановлено, що розподіл галактик на яскравому кінці (області великих світностей) не відповідає розподілу Шехтера.

До того ж висновку прийшли автори [21] під час попереднього дослідження ФС вибірки близько 800 світних компактних галактик (LCGs), які характеризуються активними процесами зореутворення. У роботі було показано, що функції світності LCGs у емісійній лінії $H\alpha$ в зонах III та далекому (FUV) і близькому (NUV) ультрафіолетовому діапазонах не можуть бути описані функцією Шехтера із-за надлишку галактик на яскравому кінці (області великих світностей) розподілу. Для ФС, отриманої зі світностей галактик у лінії $H\alpha$, таке відхилення виявлено вперше.

У цій роботі ми проводимо детальне дослідження параметрів функції світностей 800 LCGs у трьох діапазонах (рекомбінаційній лінії $H\alpha$, FUV та NUV діапазонах), та аналізуємо фактори, які можуть на них впливати.

Для обчислення світностей галактик прийнято значення постійної Хаббла $H_0 = 75 \text{ км сек}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$.

Вибірка галактик. Для дослідження ми використали вибірку $N = 795$ LCGs [15] з $z \sim 0.02-0.6$, утворену на основі даних Data Release 7 (DR7) Sloan Digital Sky Survey (SDSS) [2]. Було проведено [21] перехрестне ототожнення LCGs з даними про випромінювання у далекому (FUV , $\lambda_{\text{eff}} = 1528 \text{ \AA}$) та близькому (NUV , $\lambda_{\text{eff}} = 2271 \text{ \AA}$) ультрафіолетовому діапазоні, отриманими з оглядів Medium Imaging Survey (MIS) та All-sky Imaging Survey (AIS) місії GALEX.

Детальний опис вибірки LCGs галактик приведено у роботах [15, 21, 22]. Принциповим є те, що LCGs – компактні (розмір $\leq 10''$) галактики високої світності ($L(H\beta) \geq 3 \times 10^{40} \text{ ерг с}^{-1}$) в емісійній лінії $H\beta$ в зонах III; характеризуються сильним і "молодим" спалахом зореутворення (еквівалентні ширини $EW(H\beta) \geq 50 \text{ \AA}$, $EW(H\beta) \geq 100 \text{ \AA}$); мають точно визначений (похибка $< 50 \%$ величини) низький вміст важких елементів ($12 + \log O/H \sim 7.6 - 8.4$) та не мають ознак наявності активних ядер. За своїми властивостями LCGs нагадують так звані "green pea" галактики [7].

Світності галактик у трьох діапазонах було отримано з належним врахуванням екстинкції випромінювання (використано закон почервоління [8]) та корекцією за апертуру спостережень (див. всі деталі у [21]). Підкреслимо, що корекції було проведено індивідуально для кожної галактики. Адже у роботі [23] зазначено, що з врахуванням саме індивідуальної корекції за екстинкцію було виявлено відхилення досліджуваних ФС від функції Шехтера.

Шляхом дослідження та фітування спектрального розподілу енергії ($\lambda\lambda 3800-9200 \text{ \AA}$) для LCGs у роботі [15] було визначено ряд параметрів, зокрема, вік T спалаху зореутворення та маса m молодого зоряного населення. З врахуванням цих параметрів у роботі [21] було досліджено еволюцію світності галактик після спалаху зореутворення на короткій шкалі часу.

Вплив еволюції світності галактики після спалаху зореутворення на функцію світності. У роботі [21]) було показано, що у LCGs відношення швидкості зореутворення SFR , пропорційної світності галактики в певному діапазоні, до маси m молодого зоряного населення як функція віку T спалаху зореутворення стрімко падає на шкалі часу в декілька млн років. Цей ефект особливо виразно проявляється для світностей галактик в емісійній лінії $H\alpha$ та FUV далекому УФ діапазоні. Для близького УФ діапазону його виявлено також, але з більш значною дисперсією. Світність галактики $L(T)$ є максимальною відразу після спалаху зореутворення, і починає спадати в процесі еволюції масивних зір, які мають відносно короткий вік життя. Подамо еволюцію світності галактик наступним чином:

$$L(T) = L_0 \times f(T), \quad f(0) = 1, \quad (1)$$

де T – проміжок часу після спалаху зореутворення, L_0 – світність галактики при $T = 0$.

Припустимо, що у галактиках нашої вибірки процеси зореутворення відбуваються не неперервно, а у спалахах, розділених великими проміжками часу, які довші, аніж вік життя зір, що продукують основну частину іонізуючого та ультрафіолетового випромінювання. В такому разі світність у емісійній лінії $H\alpha$ та ультрафіолетовому FUV та NUV діапазонах суттєво знизиться до наступного спалаху зореутворення. Для спрощення розглянемо вибірку галактик, які мають лише один осередок зореутворення.

Розглянемо різні ФС функції світності: початкову $\eta(L_0)$ та поточну $\zeta(L, T)$, які описують розподіл світностей галактик вибірки відразу після спалаху та з врахуванням еволюції світностей з часом, відповідно. Галактики з вибірки спостерігаються на різних фазах еволюції світності (з різними T). У цьому випадку усереднення по всій вибірці рівнозначне усередненню за часом. Тому спостережувана ФС $n(L)$ є пов'язаною з ФС, усередненою за часом, $\varphi(L)$.

Розглянемо початкову функцію світності $\eta(L_0)$. Вона описує розподіл світностей L_0 (світності галактик при $T = 0$) в одиниці об'єму. Тоді $\eta(L_0)dL_0$ – це кількість спалахів зореутворення за час ΔT в одиниці об'єму в інтервалі початкових світностей від L_0 до $L_0 + dL_0$. Функції світностей $\eta(L_0)$ та $\varphi(L)$ співпадали б у випадку відсутності варіацій світності, пов'язаних з еволюцією. Це є типовим для спостережень у видимому діапазоні електромагнітного випромінювання, коли домінує випромінювання зір старого зоряного населення, які мають довгий вік життя. Але в галактиках нашої вибірки випромінювання у емісійній лінії $H\alpha$ в зонах III та FUV і NUV ультрафіолетовому діапазонах тісно пов'язане з молодим зоряним населенням [21], і тому сильно змінюється на короткій шкалі часу після спалаху зореутворення. Початкову ФС $\eta(L_0)$ не можна отримати безпосередньо зі спостережень, оскільки галактики спостерігаються на різних епохах після спалаху. Але між $n(L)$ спостережуваною та $\eta(L_0)$ початковою функціями світності існує зв'язок.

Розглянемо випадок монотонного падіння світності з часом $df/dT < 0$. У момент часу T після спалаху зореутворення розподіл світностей галактик буде описуватись поточною ФС $\zeta(L, T)$. Тоді $\zeta(L, T)dL$ – це кількість галактик в одиниці об'єму в інтервалі світностей від L до $L + dL$. З врахуванням (1) отримаємо:

$$\zeta(L, T) = \eta(L_0) \times f(T)^{-1} = \eta(Lf(T)^{-1})f(T)^{-1}. \quad (2)$$

Цей розподіл можна застосовувати до вибірки галактик з однаковим віком спалаху.

У галактик вік спалаху зореутворення різний. Тому щоб отримати $\Phi(L)$, представлену функцією Шехтера [27], поточну ФС $\zeta(L, T)$ треба усереднити за часом:

$$\Phi(L) = \frac{1}{\Delta T} = \int_0^{\Delta T} \eta(Lf(T)^{-1})f(T)^{-1} dT. \quad (3)$$

Тут $\Phi(L) dL$ – це число галактик в одиничному об'ємі, світність яких лежить в інтервалі від L до $L + dL$.

Усереднення за часом еквівалентне усередненню за вибіркою. У роботі [21] показано, що LCGs галактики з $T < 5.3$ млн років мають приблизно рівномірний (однорідний) розподіл віку спалаху зореутворення.

Ми застосуємо ФС, усереднену за період ΔT , який є набагато довшим, ніж стандартний вік спалаху зореутворення LCGs галактик. Замість інтегрування за часом проінтегруємо за світностями L_0 . У випадку постійної L ми отримаємо з (1):

$$f(T)dL_0 = -L_0 \dot{f}(T)dT, \quad \dot{f}(T) = \frac{df(T)}{dT}, \quad dT = -\frac{f(T)dL_0}{L_0 \dot{f}(T)}, \quad (4)$$

де dT – це проміжок часу, впродовж якого галактики з початковою світністю від $L_0 + dL_0$ мають світність L . Тоді

$$\Phi(L) = \frac{1}{\Delta T} \int_L^{L_{\max}} \frac{\eta(L_0)dL_0}{L_0 |\dot{f}(T)|}. \quad (5)$$

L_{\max} – це максимальна початкова світність галактик у вибірці. Можна прийняти, що $L_{\max} = \infty$, тому що $\eta(L_0)$ швидко падає для великих L_0 .

Оскільки для LCGs функція $f(T)$ є константою при $T \leq T_0$ та монотонно падає при $T > T_0$ [21], р-ня (5) можна трансформувати

$$\Phi(L) = (\Delta T)^{-1} \cdot \left(\int_L^{\infty} \frac{\eta(L_0)dL_0}{L_0 |\dot{f}(T)|} + T_0 \eta(L) \right). \quad (6)$$

За нашим визначенням, $n(L)dL$ – це імовірність того, що вибірка галактик має світність у інтервалі від L до $L + dL$. Щоб визначити $n(L)$ необхідно помножити функцію $\Phi(L)$ на об'єм $V(L)$, який займають галактики зі світністю L . З врахуванням чутливості спостережень за вимірюваним потоком, вибірка включає галактики до фотометричної відстані $r = (L/4\pi F)^{0.5}$, де F – це мінімальний потік, що може бути зареєстрованим у випадку відсутності екстинкції. У наближенні плаского простору, нехтуючи відмінностями в космології між фотометричною та іншими визначеннями відстані, маємо $V(L) \sim r^3$, і відповідно $\sim L^{3/2}$. Ця залежність є коректною у разі врахування екстинкції. При розгляді вибірки LCGs повнота вибірки не досліджувалась, а корекції за екстинкцію та апертуру спостережень були проведені належним чином [21].

У загальному випадку, при визначенні функції світності слід приймати до уваги кривизну простору та інші фактори. Але вони не можуть пояснити надлишок галактик дуже великої світності. Тому обмежимось випадком р-ня (6) з $V(L) \sim L^{3/2}$ і отримаємо:

$$n(L) = \text{const} \cdot L^{3/2} \cdot \left(\eta(L) + T_0^{-1} \int_L^{\infty} \frac{\eta(L_0)dL_0}{L_0 |\dot{f}(T)|} \right), \quad (7)$$

де величина константи визначається за умови

$$\int_0^{\infty} n(L)dL = 1. \quad (8)$$

У роботі [21] для вибірки близько 800 LCGs галактик було показано, що світності у $\text{H}\alpha$, FUV та NUV континуумі можуть бути представлені:

$$\frac{L}{m} = Cf(T), \quad f(T) = \begin{cases} 1 & (T \leq T_0) \\ \exp(-p(T - T_0)) & (T > T_0) \end{cases}. \quad (9)$$

Було отримано значення параметрів p і показано, що $T_0 = 3.2$ млн років [21]. З рівнянь (7, 8) та (9) можна отримати

$$n(L) = C \left(L^{3/2} \eta(L) + q L^{1/2} \int_L^{\infty} \eta(L_0) L d_0 \right), \quad (10)$$

де $C = \text{const}$ та

$$q = (T_0 p)^{-1}. \quad (11)$$

Параметр q має наступне просте астрономічне тлумачення. Світності у $\text{H}\alpha$, FUV та NUV континуумі після спалаху зореутворення не змінюються впродовж періоду T_0 , який приблизно відповідає віку життя масивних O -зір. Після цього світності змінюються у відповідності до фактора $\exp(-q^{-1})$ впродовж кожного періоду T_0 .

Існують два крайніх випадки у р-ні (10). Функція світності прямує до стандартної ($q \rightarrow 0$), якщо $T_0 \rightarrow \infty$ (постійні світності), або $p \rightarrow \infty$ ($f(T) = \Theta(T_0 - T)$, де Θ – функція Хевісайда). Перший член у дужках р-ня (10) прямує до 0 ($q \rightarrow \infty$), якщо $T_0 \rightarrow 0$ (монотонне падіння без плато) або $p \rightarrow 0$ (дуже повільне падіння). Для функції світності в $\text{H}\alpha$ отримано $p \approx 0.65$ (млн років) $^{-1}$ та $q \approx 0.5$ [21]. Для функцій світностей в FUV та NUV діапазонах величини q є більшими, а p – меншими. Тому для галактик з активним зореутворенням слід очікувати відмінності початкової та усередненої за часом функцій світності, отриманих за спостереженнями в $\text{H}\alpha$, FUV та NUV діапазонах.

Функція світності для випадку, коли розподіл початкових світностей подано функцією Шехтера. У роботі [21] для галактик з активним зореутворенням розглянуто як спостережну, так і початкову ФС. Величини L_0 було обчислено зі спостережних значень L і віку спалаху T з використанням р-нь (1) та (9). Початкова ФС суттєво відрізняється від функції Шехтера, тому що є надлишок галактик великої світності. Проаналізуємо детальніше можливість представлення ФС функцією Шехтера.

Припустимо, що ФС описується аутентичною функцією Шехтера. Обчислимо відповідну спостережну ФС і порівняємо її з ФС для вибірки галактик. Більш реальним є порівняння тих ФС, які прогножуються та спостерігаються. Ми застосуємо чисто статистичне наближення, ігноруючи той факт, що індивідуальні галактики мають свої T , тому похибки визначення T не впливатимуть на результат. Приймаємо функцію Шехтера у якості першого наближення початкової ФС і обчислюємо спостережну ФС. У цьому випадку:

$$\eta(L_0) \propto (L_0 / L^*)^\alpha \exp(-L_0 / L^*). \quad (12)$$

Параметри α та L^* визначаються з форми цієї функції. Нахил у площині $(\ln \eta(L_0), \ln L_0)$ є параметром α для випадку $L_0 \ll L^*$ і швидко змінюється, коли $L_0 \approx L^*$. Зробимо заміну $u = L/L_0^*$ та підставимо (12) в (10). Інтеграл у (10) стає неповною гама-функцією [3].

$$\Gamma(\alpha + 1, u) = \int_u^\infty x^\alpha e^{-x} dx. \quad (13)$$

Константа C визначається умовою (8). Відповідний інтеграл (8) є гама-функцією. Обчислимо інтеграл неповної гама-функції за допомогою [3]

$$\int x^{b-1} \Gamma(a, x) dx = b^{-1} (x^b \Gamma(a, x) - \Gamma(a + b, x)) \quad (14)$$

та отримаємо остаточний вираз для розподілу (10) з урахуванням умови (12):

$$n(L) = \frac{u^{\alpha+3/2} e^{-u} + q u^{1/2} \Gamma(\alpha + 1, u)}{L^* (1 + 2q/3) \Gamma(\alpha + 5/2)}, \quad u = L / L^*. \quad (15)$$

У р-ні (15) є три параметри: q , α та L^* . З (14) можна отримати вираз для обчислення різних параметрів розподілу, зокрема, середнього, яке, як видно, зменшується з ростом q :

$$\langle L \rangle = \frac{3}{5} L^* \left(\alpha + \frac{5}{2} \right) \frac{5 + 2q}{3 + 2q}. \quad (16)$$

Фітування даних розподілом (15). У роботі [21] для вибірки $N = 795$ LCGs отримано значення параметрів розподілу $T_0 = 3.2$ млн років, $p = 0.65$ (млн років)⁻¹, тому $q = 0.48$. Значення α та L^* отримуємо методом максимальної правдоподібності (maximum likelihood method, ММП) [12, 14]. Для цього треба визначити саме такі параметри q , α та L^* , при яких функція U досягне максимуму:

$$U = \sum_{i=1}^N \log(n(L_i | \alpha, L^*, q)), \quad \text{де } n(L_i | \alpha, L^*, q) \text{ з (15)}. \quad (17)$$

При $q = 0.48$ ми отримаємо величини $\alpha = -0.88 \pm 0.07$ та $L^* = (8.5 \pm 0.5) \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹ при 68 % рівні достовірності. На рис.1 приведено межі 1 σ -, 2 σ - та 3 σ - довірчих областей величин α та L^* . На рис. 2 приведено розподіл (15) з параметрами, визначеними ММП, а також розподіл двох окремих доданків.

Окремо було проаналізовано підвибірку галактик $N = 691$ LCGs [21] з одним (а не декількома) осередком зореутворення. На рис. 1 пунктирною лінією приведено межі 1 σ -, 2 σ - та 3 σ - довірчих областей величин α та L^* . Для цієї підвибірки оптимальними є параметри $\alpha = -0.81 \pm 0.07$ та $L^* = (8.0 \pm 0.5) \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹. Для повної вибірки та підвибірки галактик з одним осередком зореутворення 1 σ - довірчі області суттєво перекриваються.

Ми можемо за допомогою методу ММП визначити параметри (15) і без використання р-ня (11), але деякі властивості цього розподілу не дозволяють зробити це безпосередньо. Причини цього стають зрозумілими, якщо проаналізувати згенерований імітаційний каталог з функцією світності, яка описується р-ням (15), та з параметрами, як на рис. 2, а саме $q = 0.48$, $\alpha = -0.88$ та $L^* = 8.5 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹. Ця функція схожа до функції світності вибірки. Ми генеруємо імітаційний каталог з $N = 799$ LCGs, використовуючи квантілі розподілу, та з (15) обчислюємо L_i для всіх галактик з названими параметрами:

$$i / 800 = \int_0^{L_i} n(L) dL. \quad (18)$$

Цей імітаційний каталог в подальшому буде використано для вивчення впливу на ФС похибок вимірювань потоків випромінювання.

З використанням ММП отримаємо $q = 2.00$, $\alpha = -0.51$ та $L^* = 8.08 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹, які сильно відрізняються від параметрів $q = 0.48$, $\alpha = -0.88$ та $L^* = 8.5 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹, які були використані для створення імітаційного каталогу. З іншого боку, величини максимально імовірних U (р-ня (17)) для цих двох наборів параметрів відрізняються менше, ніж на 0.1, або в межах похибки 1 σ . Імовірно, що початковий розподіл був дещо спотворений дискретизацією та округленням світностей імітаційного каталогу. І все ж, використовуючи ММП нам не вдалося реконструювати початковий набір параметрів. Але це не є проблемою ММП, це проблема саме розподілу (15). На рис. 2 ми також приводимо графік функції (15) з набором параметрів, що відповідають максимуму правдоподібності U . Обидва розподіли співпадають, незважаючи на те, що вони характеризуються суттєво різними наборами параметрів. Природно, що це приводить до складної форми довірчої області з похибкою 1 σ у тривимірному просторі параметрів, і до сильної кореляції між параметрами. Відмінності величин q є особливо суттєвими. Маргінальні помилки цих параметрів, отриманих з ортогональної проекції на площину (L^*, α) є також великими. Тому використання ММП для отримання параметрів р-ня (15) є практично безкорисним. Але, якщо зафіксувати величину q , то за допомогою ММП можна досить коректно отримати значення двох інших параметрів. Наприклад, якщо q з р-ня (11) зафіксувати, то отримаємо параметри $\alpha = -0.86$ та $L^* = 8.4 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹, які гарно узгоджуються

з початковими величинами, вибраними при побудові імітаційного каталогу. Надалі, ми будемо застосовувати ММП при фіксованому параметрі q .

Ми використали тест χ^2 Пірсона для оцінки подібності розподілів $L(H\alpha)$ та визначеного з (15) з фіксованим параметром q та α і L^* , встановленими за допомогою ММП. Було отримано величину $\chi^2 = 37.4$ з 8 ступенями свободи (сс) для всієї вибірки з q (р-ня (11)). Для підвибірки галактик винятково з одним осередком зореутворення отримано $\chi^2 = 33.3$ (з 8 сс). Ці досить високі величини χ^2 означають, що імовірність того, що розподіл функцій світності двох розглянутих виборок галактик може бути описаним р-ням (15) з прийнятими параметрами, менша від 1 %. І це відбувається, в першу чергу, за рахунок надлишку галактик зі світністю $L(H\alpha) > 5 \times 10^{42}$ ерг·с⁻¹ та деякого дефіциту галактик зі світностями $(1.5 \dots 2) \times 10^{42}$ ерг·с⁻¹.

Ми порівняли ці χ^2 з відповідними величинами стандартного гама-розподілу, що відповідає випадку $q = 0$. Ця густина імовірності часто використовується, зокрема Шехтером [27]. Як і раніше, величини α та L^* отримано за допомогою ММП. Умова максимуму для імовірності р-ня (17) з $q = 0$ задовільняє відношення:

$$\ln(2.5 + \alpha) - \psi(2.5 + \alpha) = \ln\langle L \rangle - \langle \ln L \rangle, \quad L^* = \frac{\langle L \rangle}{2.5 + \alpha}. \quad (19)$$

$$L^* = \frac{\langle L \rangle}{2.5 + \alpha}. \quad (20)$$

Тут ψ – це дигамма-функція, або логарифмічна похідна від гама-функції, решта позначень – традиційні. Ці рівняння є добре відомими, вони використовувались у роботах [1, 11].

Для всієї вибірки та підвибірки галактик з одиничними осередками зореутворення отримано параметри: $\alpha = -1.04$ та $L^* = 8.5 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹ і $\alpha = -0.96$ та $L^* = 8.0 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹, відповідно; з відповідними значеннями $\chi^2 = 42.2$ та $\chi^2 = 38.9$. Таким чином, якщо брати до уваги еволюцію світності галактик (р-ня (1), (9)), то використовуючи ММП ми отримуємо приблизно однакові значення L^* , але нижчі значення α . Значення параметру α для розподілу (15) з р-ням (11) перевищують α для функції Шехтера (р-ня (12)) на 2.3σ та 2.1σ для всієї вибірки та підвибірки з одиничними осередками зореутворення, відповідно. Підсумовуючи, констатуємо, що нехтуючи врахуванням еволюції світності галактик, ми суттєво переоцінюємо величину α .

Приймаючи значення параметру q , які встановлено для всієї вибірки і які є вищими, аніж визначені з р-ня (11), за допомогою ММП отримуємо $\alpha = -0.77, -0.69, -0.63, -0.42, -0.39$; та $L^* = (8.57, 8.59, 8.63, 9.16, 9.70) \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹ та $\chi^2 = 34.0, 32.7, 31.7, 27.8, 27.2$ для $q = 1, 1.5, 2, 10, 100$, відповідно. Графіки розподілу цих наборів параметрів є дуже схожими, в той час як параметр L^* зростає з ростом q . Коли q зростає, то на графіку максимум стає дещо вищим та вужчим. Відповідно χ^2 дещо падає. Величина χ^2 сягає мінімуму при $q = \infty$. Для підвибірки галактик з одиничними осередками зореутворення імовірність сягає максимуму при $q = \infty$ з параметрами $\alpha = -0.26$ та $L^* = 9.1 \times 10^{41}$ ерг·с⁻¹, відповідне значення $\chi^2 = 25.2$.

Для 8 ступенів свободи значення $\chi^2 = 20.09$ відповідає 1 % імовірності, що розподіл може бути апроксимований функцією (15). Таким чином, відповідно до χ^2 тесту, розподіл (15) не кращим чином апроксимує ФС. Це відбувається з причини надлишку галактик з високою світністю. Повна вибірка включає 27 галактик з $L(H\alpha) > 4.5 \times 10^{42}$ ерг·с⁻¹. У той же час, згідно розподілу (15) з параметрами α та L^* , які визначено за допомогою ММП, їх має бути 10.4, 11.2, 12.4 та 13.0, якщо $q = 0, 0.48, 2$ та ∞ , відповідно.

Таким чином, припущення, що початкова функція світності нашої вибірки галактик описується гама-розподілом, є хибним з імовірністю 99 %. Але проведений розгляд цього випадку є корисним. Він ілюструє відмінність початкової та спостережної функції світності і той факт, що величину χ^2 можна зменшити на 11 % та 36 %, приймаючи розподіл (15) з величиною q з р-ня (11) та в загальному випадку, відповідно. Це припущення спрощує порівняння параметрів функцій світності для різних виборок. Наприклад, величини, отримані для вибірки LCGs та вибірки 147,986 галактик з SDSS [4], гарно узгоджуються між собою. Зазначимо, що гама-розподіл часто використовується для апроксимації функцій світності, але тест χ^2 рідко застосовують для перевірки якості такої апроксимації. Більше того, гама-розподіл де-факто прийнято стандартним розподілом при вивченні функцій світності.

Вплив похибок вимірювання потоків випромінювання на ФС. Як було показано, для LCGs галактик розподіл (15) незадовільно відтворює реальну функцію світності. І все ж, ми приймемо розподіл (15) для вивчення параметрів функції світності у FUV та NUV континуумі. Зазначимо, що потоки випромінювання в УФ діапазоні виміряно менш точно, ніж у емісійній лінії H α . Таким чином, оцінимо вплив похибок вимірювання потоків випромінювання на ФС.

Спочатку розглянемо вплив похибок вимірювання потоків на масиві імітаційних каталогів. Для цього, додавши "додатковий шум" (випадкову похибку) до даних імітаційних каталогів (р-ня (18)), застосуємо методи моделювання Монте Карло та ММП. Додамо "шум" наступним чином

$$L_i^{noised} = L_i(1 + s\zeta_i). \quad (21)$$

Тут L_i – світності з імітаційного каталогу (р-ня (18)). Рівень шуму s – максимальна відносна похибка отриманої вибірки, ζ_i – випадкова величина, яка розподілена нормально з нульовим середнім та одиничним відхиленням (одиничною дисперсією). Ми використовуємо імітаційні каталоги з "шумом", для яких $s \leq 50$ %, тому всі ζ_i з $|\zeta_i| \geq 2$ ми відкидаємо, щоб виконати умову $L_i^{noised} \geq 0$. Використавши інший набір величин ζ_i , ми отримаємо інший імітаційний каталог з заздалегідь заданим рівнем відносної похибки s .

Розглянемо вплив відносної похибки s на параметри розподілу. Створимо 1000 імітаційних каталогів з рівнем $s = 10$ %, $s = 20$ %, $s = 30$ %, $s = 40$ % та $s = 50$ %. На рис. 3. приведено розподіл середнього числа галактик у інтервалі світності ширину 5×10^{41} ерг·с⁻¹. Всі суміжні колонки з різною щільністю сірого кольору відповідають одному і тому ж інтервалу світності, але різним значенням s . Колонки чорного кольору відповідають розподілу без "шуму" ($s = 0$); темно-сірі, світло-сірі та світлі колонки відповідають розподілам з $s = 10$ %, $s = 30$ % та $s = 50$ %, відповідно.

відповідно. З рис. 3. видно, що додавання "шуму" спотворює розподіл. Як максимальна висота, так і максимальний градієнт (по модулю) зростають зі збільшенням s .

Зафіксувавши значення q , з використанням ММП знайдемо параметри L^* та α . Вони різні для різних імітаційних каталогів з "шумом", але варіації незначні. Типові величини $L^* - 8.4 \times 10^{41} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}, 8.6 \times 10^{41} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}, 9.1 \times 10^{41} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}, 9.9 \times 10^{41} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}$ та $11.4 \times 10^{41} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}$; а типовими величинами $\alpha \in -0.87, -0.92, -1.0, -1.13, -1.32$ для $s = 0.1, s = 0.2, s = 0.3, s = 0.4$ та $s = 0.5$, відповідно. У всіх випадках ми отримали, що врахування похибки вимірювань приводить до переоцінки величини L^* та недооцінки величини α .

Порівняємо за допомогою χ^2 методу функції світності імітаційних каталогів з "шумом" та початковий розподіл без "шуму". Розіб'ємо світності на 9 інтервалів шириною $5 \times 10^{41} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}$ кожен та порівняємо число галактик у кожному інтервалі з повним числом галактик з $L > 4.5 \times 10^{42} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}$. Отримаємо $\chi^2 = 0.09, 1.0, 4.9, 15.2, 35.5$ для $s = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$, відповідно. Відмінності між розподілами з $s \leq 0.2$ є статистично незначущими з вірогідністю понад 99 %, незалежно від вибору кількості ступеней свободи в діапазоні від 7 до 10. Ймовірність відмінностей розглянутих розподілів у випадку $s = 0.3$ та $s = 0.4$ становить 20 % та 95 %, відповідно.

Ми не можемо знати початкового не збуреного розподілу для реальних спостережень. Ми можемо лише апроксимувати розподіл, спотворений похибками вимірювання потоків випромінювання, p -ням (15) за умови (11), потім застосувавши ММП знайти набір параметрів L^* та α , і перевірити відповідність цих двох розподілів методом χ^2 . Ми отримали $\chi^2 = 0.5$ (число ступенів свободи рівне 8) для $s = 0.2$ і $\chi^2 \leq 2.3$ для $s = 0.3, s = 0.4$ та $s = 0.5$. Відмінність між розподілами є статистично незначущою з імовірністю понад 97 %. Значить, похибка вимірювань потоків випромінювання приводить в основному до змін величин L^* та α , але не впливає на величину χ^2 .

Таким чином, наявність похибки у вимірюваннях потоків випромінювання не може пояснити надлишок галактик з найбільш високою світністю. Однак, врахування похибки вимірювань приводить до переоцінки величини L^* та недооцінки величини α .

Функції світності у FUV та NUV діапазонах. У роботі [21] було проведено ототожнення LCGs з джерелами випромінювання в УФ діапазоні за даними місії GALEX. Результати цієї роботи було використано для дослідження функцій світності LCGs за їх випромінюванням у далекому (FUV) та близькому (NUV) УФ діапазонах. Було проведено дослідження вибірок галактик, для яких відносна похибка вимірювань потоків випромінювання в УФ діапазоні $\leq 50\%$. Було також розглянуто підвибірки галактик з відносними похибками вимірювань потоків $\leq 30\%$, $\leq 20\%$, $\leq 10\%$, а також підвибірки з одиничними осередками зореутворення. Параметри L^* та α розподілів вибірки та підвибірок галактик було отримано з застосуванням ММП методу, та використанням p -ня (15) за умови (11). Для обчислення параметра q (p -ня (11)) було використано значення параметра p з робіт [21, 22]. Було отримано, що тренд зміни параметрів L^* та α для різних значень відносної похибки вимірювань потоків випромінювання є схожим до того, який було виявлено при розгляді у попередньому розділі. Так для підвибірки галактик, у яких відносна похибка вимірювань потоків випромінювання в УФ діапазоні $\leq 50\%$ отримано, що величини L^* є дещо переоціненою, а параметр α – недооцінений. Найбільш надійний результат отримано для підвибірок з відносною похибкою $\leq 30\%$ та $\leq 20\%$. Для повної вибірки та підвибірки з одиничним осередком зореутворення отримано практично однаковий параметр α , але нижчі значення L^* для підвибірки з одиничним осередком зореутворення. Якщо отриманий розподіл порівнювати з розподілом (15), то застосувавши метод χ^2 отримаємо, що існує надлишок найбільш світних галактик. Зроблено висновок, що початкові функції світності, отримані за випромінюванням розглянутих вибірок галактик в УФ діапазоні, відрізняються від функції Шехтера (p -ня(12)).

Було проведено обчислення параметрів функції Шехтера з $q = 0$. Для підвибірки галактик з одиничним осередком зореутворення та відносною похибкою вимірювання потоків $\leq 20\%$ отримано: $\alpha = -1.43 \pm 0.06$, $L^* = (4.7 \pm 0.4) \times 10^{28} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}\text{Гц}^{-1}$ та $\alpha = -1.52 \pm 0.06$, $L^* = (7.3 \pm 0.6) \times 10^{28} \text{ ерг}\cdot\text{с}^{-1}\text{Гц}^{-1}$ для FUV та NUV, відповідно. Величина параметра α для випромінювання у емісійній лінії H α , обчислена зі значенням $q = 0$, на 0.16 менша, ніж величина, отримана з p -ня (11).

Порівнюючи параметр α , обчислений для випромінювання у різних діапазонах, ми отримали $\alpha(\text{H}\alpha) > \alpha(\text{FUV}) > \alpha(\text{NUV})$. Це можна пояснити тим, що у випромінювання у різних діапазонах електромагнітного спектра основний внесок роблять зорі різних мас. Випромінювання у емісійній лінії H α в основному забезпечують найбільш масивні зорі O- класу. А випромінювання у FUV та NUV континуумі забезпечують зорі A- та B- класів.

З іншого боку, є свідчення, що для різних діапазонів випромінювання величини L^* пов'язані між собою. Так, у випадку вибірки LCGs, куди увійшли галактики з сильним молодим спалахом зореутворення, однакові тренди у p -ні (9) наводять на думку, що випромінювання в емісійній лінії H α , FUV та NUV континуумі забезпечується одним і тим же зоряним населенням, а саме – молодим [21].

Для порівняння $L^*(\text{H}\alpha)$, $L^*(\text{FUV})$ та $L^*(\text{NUV})$ використаємо калібрування для швидкості зореутворення (SFRs), усередненої за певний час, та для різних індексів зореутворення, згідно роботи [17]:

$$SFR = k \times L. \tag{22}$$

При обчисленнях ми приймали $k = 7.9 \times 10^{-42}$ для випромінювання у лінії H α , $k = 1.4 \times 10^{-28}$ для FUV та NUV, які запропоновано у [17] для моделі перманентного зореутворення, з сонячним вмістом важких елементів та степеневій (з показником 2.35, граничними значеннями мас зір, що утворюються, 0.1 та 100 M_{\odot}) початкової функції мас [25]. Світності $L(\text{H}\alpha)$ та $L(\text{FUV})$, $L(\text{NUV})$ вимірюються у одиницях $\text{ерг}\cdot\text{с}^{-1}$ та $\text{ерг}\cdot\text{с}^{-1}\text{Гц}^{-1}$, відповідно, а SFR – $M_{\odot}\text{рік}^{-1}$. Використовуючи (22), ми трансформували L^* у $SFR^*(\text{H}\alpha)$, $SFR^*(\text{FUV})$ та $SFR^*(\text{NUV})$, та отримали значення $6.7 \pm 0.4 M_{\odot}\text{рік}^{-1}$, $6.7 \pm 0.5 M_{\odot}\text{рік}^{-1}$ та $10.7 \pm 0.9 M_{\odot}\text{рік}^{-1}$, відповідно.

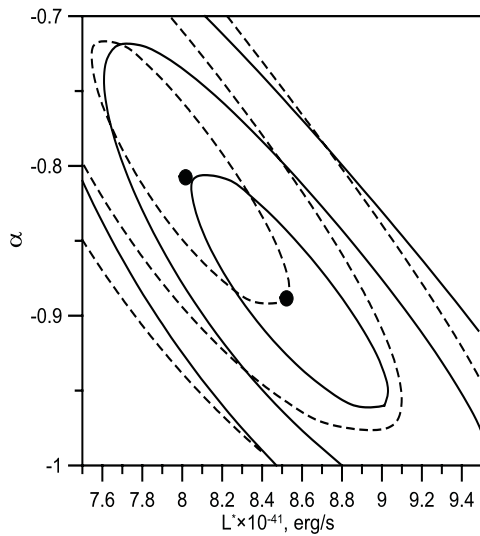


Рис. 1. Межі 1 σ -, 2 σ - та 3 σ -довірчих областей величин α та L^* , отриманих методом максимальної правдоподібності. Суцільна та пунктирна лінії відповідають даним повної вибірки та підвибірки галактик з одним осередком зореутворення, відповідно

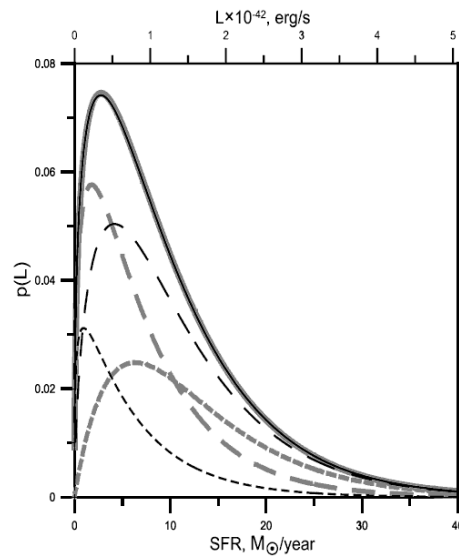


Рис. 2. Розподіл (15) з двома наборами параметрів, визначених ММП: $q = 0.48$, $\alpha = -0.88$ та $L^* = 6.7 \times 10^{41}$ ерг·с $^{-1}$ (темні лінії) та $q = 2.00$, $\alpha = -0.51$ та $L^* = 6.38 \times 10^{41}$ ерг·с $^{-1}$ (товсті сірі лінії). Суцільні лінії відповідають розподілу (15), а пунктирні лінії з довгими та короткими штрихами – першому та другому доданку у розподілі (15), відповідно

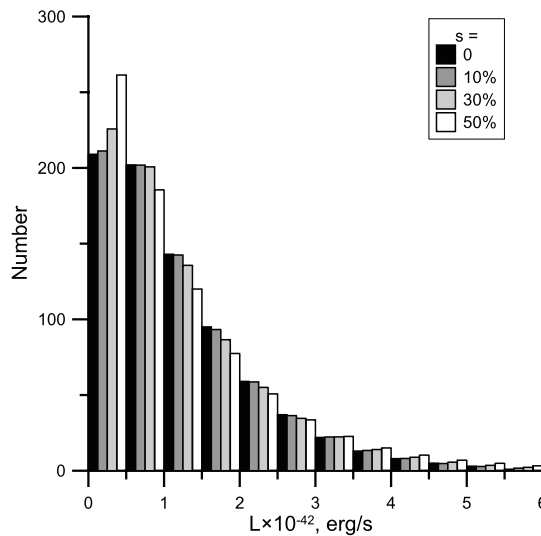


Рис. 3. Функції світості для згенерованого імітаційного каталогу (18) та усереднена функція світості для згенерованого імітаційного каталогу з "шумом" (21), який задається різним рівнем величини максимальної відносної похибки s . Значення s та відповідний колір колонок приведено на рисунку

Обговорення результатів. Функції світості, які отримано зі спостережень випромінювання галактик з активним зореутворенням у лінії $H\alpha$, FUV та NUV континуумі, суттєво відрізняються від функції Шехтера. Було розглянуто фактори, які мають вплив на ФС: еволюція світості галактики після спалаху зореутворення та похибки вимірювання потоків випромінювання. Було показано, що у разі, коли початкова функція світості є функцією Шехтера, і враховано вплив розглянутих факторів, ми все одно не можемо пояснити деталі спостережної ФС.

Отримано, що величина χ^2 при порівнянні ФС з функцією Шехтера зменшується на 11–36 %, якщо врахувати еволюцію світості галактики згідно р-ня (1). Але цей результат не витримує перевірки тестом χ^2 з високим рівнем статистичної значущості. Такий же результат було отримано для початкової функції світості вибірки 795 LCGs у роботі [21].

Методом моделювання Монте-Карло було показано, що врахування похибок у вимірюванні потоків випромінювання у УФ континуумі приводить до переоцінки величини L^* та недооцінки величини α , але не впливає на результат порівняння спостережної ФС та функції Шехтера. Крім того, у випадку дослідження випромінювання у лінії $H\alpha$, де вимірювання потоків є більш точним, ми також отримуємо, що функції світості відрізняються від функцій Шехтера.

Таким чином, ні врахування еволюції світості галактик, ні врахування впливу похибок вимірювання потоків випромінювання, не змінюють характеру представлення спостережних функцій світості – вони не можуть бути апроксимовані функцією Шехтера, якщо початкова функція світості описується нею. Це приводить до висновку, що

ні початкова, ні спостережна $H\alpha$, FUV та NUV функції світності не відтворюються функцією Шехтера. Функцію світності типу функції Шехтера, остання базується на розподілі Пуассона, можна очікувати, якщо ймовірність зореутворення у двох сусідніх близьких областях галактик не залежить одна від одної. Те, що ми отримали протилежний результат – відхилення наших функцій світності від функції Шехтера, – може вказувати на скорельованість процесів зореутворення у близьких сусідніх областях галактики. Надлишок галактик з високими світностями, ймовірно, можна віднести за рахунок поширення зореутворення на сусідні області галактики, яке простимульоване спалахом зореутворення у певному осередку.

Надлишок $LCGs$ галактик на яскравому кінці розподілу відповідає світностям $L(H\alpha) > 5 \times 10^{42}$ ерг·с⁻¹. Для $LCGs$ галактик це – типова світність сильного спалаху зореутворення з відповідною швидкістю $SFR \geq 40 M_{\odot} \text{ рік}^{-1}$ (р-ня (22)). Для цього випадку зі співвідношення $SFR/m \approx 1.95 \times 10^{-7}$, отриманого у роботі [22], було отримано, що типові маси молодого зоряного населення становлять $m > 2 \times 10^8 M_{\odot}$.

Таким чином, спалахи зореутворення, які породжують молоде зоряне населення з масами принаймі $2 \times 10^8 M_{\odot}$, відбуваються більш часто, ніж це передбачає функція Шехтера. Ймовірно, це можна пояснити поширенням процесу зореутворення на сусідні оточуючі регіони, що призводить до "підсилення" світності, яка спостерігається, і, відповідно, до надлишку галактик з високими світностями, якщо порівнювати з тим самим випадком без "стимульованого" зореутворення.

Список використаних джерел

1. Видимые величины и диаграмма Талли-Фишера для FGC галактик / Ю.Н. Кудря, В.Е. Караченцева, И.Д. Караченцев, С.Л. Парновский // Письма в Астрон. журн., 1997. – Вып. 23, № 10. – С. 730–735.
2. The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey / K.N. Abazajian, J. K. Adelman-McCarthy, M. A. Agüeros et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 2009. – Vol. 182. – P. 543–558.
3. *Bateman H. Higher transcendental functions* / Bateman H., Erdélyi A. – N.Y.; Toronto, London : McGraw-Hill, 1953.
4. *The Galaxy Luminosity Function and Luminosity Density at Redshift z = 0.1* / M. R. Blanton, D. W. Hogg, N. A. Bahcall et al. // *Astrophys. J.*, 2003. – Vol. 592. – P. 819–838.
5. *The bright end of the galaxy luminosity function at z=7: before the onset of mass quenching?* / R. A. A. Bowler, J. S. Dunlop, R. J. McLure et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2014. – Vol. 440. – Iss. 3. – P. 2810–2842.
6. *Calzetti D. Star formation rate indicators* / D. Calzetti // preprint arXiv:1208.2997v1.
7. *Galaxy Zoo Green Peas: discovery of a class of compact extremely star-forming galaxies* / C. Cardamone, K. Schawinski, M. Sarzi et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2009. – Vol. 399. – P. 1191–1205.
8. *Cardelli J. A. The relation between infrared, optical and ultraviolet extinction* / J. A. Cardelli, G.C. Clayton, J.S. Mathis // *Astrophys. J.*, 1989. – Vol. 345. – P. 245–256.
9. *Condon J. J. Radio Sources and Star Formation in the Local Universe* / J. J. Condon, W. D. Cotton, J. J. Broderick // *Astron. J.*, 2002. – Vol. 124. – Iss. 2. – P. 675–689.
10. *The WiggleZ Dark Energy Survey: survey design and first data release* / M. J. Drinkwater, R. J. Jurek, C. Blake. et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2010. – Vol. 401. – Iss. 3. – P. 1429–1452.
11. *Efstathiou G. Analysis of a complete galaxy redshift survey. II – The field-galaxy luminosity function* / G. Efstathiou, R. S. Ellis, B. A. Peterson // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1988. – Vol. 232. – P. 431–461.
12. *Fisher R.A. Statistical methods for research workers* / R. A. Fisher R.A. – London : Oliver and Boyd, 1950. – 80 p.
13. *The Current Star Formation Rate of the Local Universe* / J. Gallego, J. Zamorano, A. Aragon-Salamanca, M. Rego // *Astrophys. J. Lett.*, 1995. – Vol. 455. – P. L1.
14. *Hudson, D. J. Statistics Lectures on Elementary Statistics and Probability* / D. J. Hudson. – Geneva : CERN, 1964.
15. *Izotov Y. I. Green Pea Galaxies and Cohorts: Luminous Compact Emission-line Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey* / Y. I. Izotov, N.G. Guseva, T.X. Thuan // *Astrophys. J.*, 2011. – Vol. 728. – P. 161–177.
16. *The WiggleZ Dark Energy Survey: star formation in UV-luminous galaxies from their luminosity functions* / R. J. Jurek, M.J. Drinkwater, K. Pimbblet et al // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2013. – Vol. 434. – Iss. 1. – P. 257–281.
17. *Kennicutt R. C. Jr. Star Formation in Galaxies along the Hubble Sequence* / R. C. Jr. Kennicutt // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1998. – Vol. 36. – P. 189–232.
18. *Studies of IRAS sources at high galactic latitudes. II – Results from a redshift survey at B greater than 60 deg: Distribution in depth, luminosity function, and physical nature of IRAS galaxies* / A. Lawrence, D. Walker, M. Rowan-Robinson et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1986. – Vol. 219. – P. 687–701.
19. *The Halpha Luminosity Function and Star Formation Rate Volume Density at z = 0.8 from the NEWFIRM Halpha Survey* / C. Ly, J. C. Lee, D. A. Dale et al. // *Astrophys. J.*, 2011. – Vol. 726. – Iss. 2. – Article id. 109, 19 pp.
20. *Machalski, J. 1.4 GHz luminosity function of galaxies in the Las Campanas redshift survey and its evolution* / J. Machalski & W. Godlowski // *Astron. Astrophys.*, 2000. – Vol. 360. – P. 463–471.
21. *Parnovsky S. L. Hα and UV luminosities and star formation rates of large sample of luminous compact galaxies* / S. L. Parnovsky, I.Yu. Izotova, Y.I. Izotov // *Astrophysics and Space Science*, 2013. – N 343. – P. 361–376.
22. *Parnovsky S.L. A technique for estimation of starburst masses and ages in luminous compact galaxies* / S.L. Parnovsky, I.Yu. Izotova // *Astrophysics and Space Science*, 2013. – Vol. 348. – P. 199–209.
23. *Salim S. Star Formation Rate Distributions: Inadequacy of the Schechter Function* / S. Salim, J. C. Lee // *Astrophys. J.*, 2012. – Vol. 758. – Iss. 2. – Article id. 134.
24. *UV Star Formation Rates in the Local Universe* / S. Salim, R. M. Rich, S. Charlot et al. // *Astrophys. J. Supp. Ser.*, 2007. – Vol. 173. – Iss. 2. – P. 267–292.
25. *Salpeter E. E. The Luminosity Function and Stellar Evolution* / E.E. Salpeter // *Astrophys. J.*, 1955. – Vol. 121. – P. 161.
26. *The 60-micron and far-infrared luminosity functions of IRAS galaxies* / W. Saunders, M. Rowan-Robinson, A. Lawrence et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1990. – Vol. 242. – P. 318–337.
27. *Schechter P. An analytic expression for the luminosity function for galaxies* / P. Schechter // *Astrophys. J.*, 1976. – Vol. 203. – P. 297.
28. *Takeuchi T. T. The Luminosity Function of IRAS Point Source Catalog Redshift Survey Galaxies* / T. T. Takeuchi, K. Yoshikawa, T. T. Ishii // *Astrophys. J.*, 2003. Vol. 587. – Iss. 2. – P. L89–L92.
29. *The radio luminosity function from the low-frequency 3CRR, 6CE and 7CRS complete samples* / C. J. Willott, S. Rawlings, K. L. Blundell et al. // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2001. – Vol. 322. – Iss. 3. – P. 536–552.
30. *The Ultraviolet Galaxy Luminosity Function in the Local Universe from GALEX Data* / T. K. Wyder, M. A. Treyer, B. Milliard et al. // *Astrophys. J.*, 2005. – Vol. 619. – Iss. 1. – P. L15–L18.

Надійшла до редколегії 06.11.14

С. Парновский, д-р физ.-мат. наук,
И. Изотова, канд. физ.-мат. наук,
КНУ им. Тараса Шевченко, Киев

ФУНКЦИЯ СВЕТИМОСТИ ГАЛАКТИК С АКТИВНЫМ ЗВЕЗДОБРАЗОВАНИЕМ

На основе данных об излучении выборки около 800 галактик с активным звездообразованием в рекомбинационной линии $H\alpha$ в зонах ионизованного водорода и ультрафиолетовом диапазоне рассмотрены функции светимости. Исследовано влияние на значение функции светимости точности измерения потоков излучения галактик, в частности, в ультрафиолетовом диапазоне, и вариаций светимости галактик в течение около 10 млн лет после вспышки звездообразования. Показано, что функции светимости галактик с активным звездообразованием в рекомбинационной линии $H\alpha$ и ультрафиолетовом диапазоне не могут быть представлены функцией Шехтера и их различие не может быть объяснено за счет учета исследованных факторов влияния.

S. Parnovsky, Dr. Sci,
I. Izotova, Ph. D.
National Taras Shevchenko University of Kyiv, Kiev

LUMINOSITY FUNCTIONS OF STARBURST GALAXIES

For the sample of about 800 starburst galaxies the luminosity functions are considered based on the data of luminosities of galaxies in the recombination H α emission line in the regions of ionised hydrogen and the ultraviolet range. We find the luminosity function parameters for the starburst galaxies with H α and ultraviolet luminosities and show that they differ from the Schechter function. Both the measurement errors of emission fluxes and the galaxy luminosity evolution on a time scale of a few million years after a starburst are discussed as plausible factors which have influence on the luminosity functions. We show that both effects cannot explain deviations of the observed luminosity functions from the Schechter function in its entirety.

УДК 523.9

М. Пішкало, канд. фіз.-мат. наук
КНУ імені Тараса Шевченка, Київ

СОНЯЧНА КОРОНА ПІД ЧАС ПОВНОГО СОНЯЧНОГО ЗАТЕМНЕННЯ 1 СЕРПНЯ 2008 Р.
І ПОЛЯРНІ МАГНІТНІ ПОЛЯ СОНЦЯ

Сонячна корона, спостережена під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р., порівнюється з модельною конфігурацією "відкритих" магнітних силових ліній у короні. Магнітне поле у короні розраховувалося в рамках потенціальної класичної моделі з різними за величиною поправками полярного магнітного поля. Найкраще узгодження між спостереженою і модельною структурами корони знайдено при поправці полярного поля близько 600xcos⁸(θ) мкТл. Зроблено висновок, що напруженість магнітного поля Сонця під час даного затемнення в обох приполярних областях становила на фотосферному рівні 650–700 мкТл, а на відстані 2.5 сонячних радіуси – 13–14 мкТл.

Вступ. Загальновідомо, що форма, структура і яскравість сонячної корони змінюється із сонячним циклом від "мінімальної" корони, що характеризується двома яскравими променями-стрімерами, орієнтованими вздовж екватора, до "максимальної" корони із великою кількістю орієнтованих по всьому лімбу переважно радіальних яскравих променів [4, 8, 9, 11]. Структура і форма корони значною мірою визначаються велико-масштабними магнітними полями Сонця; поблизу мінімуму сонячної активності переважає вплив дипольної складової загального магнітного поля Сонця [4, 11]. Безпосередньо в короні величину магнітного поля виміряти важко, але його можна оцінити, виходячи з певних припущень (наприклад, про характер випромінювання в короні). Розрахувати магнітне поле в сонячній короні можна, зокрема, за допомогою потенціальної моделі [1, 2, 5–7], що базується на розкладі магнітного поля на сферичні гармоніки за відомими із наземних чи орбітальних магнітографічних спостережень напруженостями поля у фотосфері.

У роботі проведено детальний розрахунок магнітного поля у сонячній короні під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. в потенціальному класичному наближенні, виконано порівняння модельної і спостереженої структури корони, зроблено висновок про значення магнітного поля в полярних областях Сонця.

Спостережені дані і модель. Розрахунок магнітного поля в короні під час повного сонячного затемнення 1 серпня 2008 р. проводився за формулами

$$B_r = \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n [(n+1)(R/r)^{n+2} + n c_n (r/R_s)^{n-1}] \times (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) \times P_n^m(\cos \theta) \tag{1}$$

$$B_\theta = - \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n [(R/r)^{n+2} + c_n (r/R_s)^{n-1}] \times (g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) \times \frac{\partial P_n^m(\cos \theta)}{\partial \theta} \tag{2}$$

$$B_\phi = \frac{1}{\sin \theta} \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n [(R/r)^{n+2} + c_n (r/R_s)^{n-1}] \times (h_n^m \cos m\phi - g_n^m \sin m\phi) \times P_n^m(\cos \theta) \tag{3}$$

Гармонічні коефіцієнти g_n^m і h_n^m були попередньо розраховані методом найменших квадратів за методикою, описаною у роботах [2, 5, 6]. Як нижні граничні умови потенціальної моделі були використані синоптичні спостережені фотосферні магнітографічні дані обсерваторії імені Джона Вілкокса (<http://wso.stanford.edu>), радіус поверхні джерела приймався рівним 2.5 сонячних радіуси, розрахунок проводився для 9 гармонік (N = 9). Приєднані поліноми Лежандра та їх похідні обчислювалися за рекурентними формулами (27)–(32) із роботи [7]. Розрахунки магнітного поля були проведені в класичному потенціальному наближенні, поправка за насичення магнітографа вводилася згідно з даними роботи [10] шляхом множення спостережених даних на 1.8. При розрахунках для пошуку найкращого узгодження спостереженої і модельної структури корони, також відповідно із висновками роботи [10], вводилася поправка полярного поля до спостережених синоптичних даних, яка задавалася формулою $B'_i = B_i \pm \Pi \times \cos^8 \theta$, де Π – поправка (від 0 до 1200 мкТл), знаки "+" і "-" – для $B_i > 0$ і $B_i < 0$ відповідно.

Зв'язок компоненти магнітного поля по променю зору B_i із компонентами у сферичній системі координат (r, θ, ϕ) задавався рівнянням (B_0 – геліоширота центру сонячного диска):

$$B_i(R, \theta, \phi) = B_i(R, \theta, \phi) \cdot (\cos B_0 \cdot \sin \theta + \sin B_0 \cdot \cos \theta) + B_\theta(R, \theta, \phi) \cdot (\cos B_0 \cdot \cos \theta - \sin B_0 \cdot \sin \theta). \tag{4}$$

Візуалізація силових ліній магнітного поля в короні здійснювалася за допомогою чисельного розв'язку рівняння силової лінії методом Рунге-Кутта другого або четвертого порядку. Інтегрування проводилося зверху вниз – від поверхні джерела до фотосфери. Початкові точки інтегрування "бралися" через 1-інтервал, безпосередньо на полюсах (щоб уникнути невизначеності внаслідок ділення на нуль) початкові точки інтегрування відповідали точкам $\pm 0.5^\circ$ від полюса. Таким чином були побудовані чи візуалізовані "відкриті" силові лінії магнітного поля.