

ЕВОЛЮЦІЙНІ ЕФЕКТИ В ПОЗАГАЛАКТИЧНИХ ДЖЕРЕЛАХ РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ

Н. О. Цвик

*Радіоастрономічний інститут НАН України,
вул. Червонопрапорна, 4, Харків, 61002, Україна*

(Отримано 31 липня 2002 р.)

Для пояснення спектрів позагалактичних джерел радіовипромінювання (ПДР) з різкими стрибками індексу розглянуто процеси неоднорідного розширення джерела, еволюції енергетичного спектра електронів, поглинання випромінювання та інші процеси. Вивчено параметри ПДР, у яких утворюватимуться спектри з підвищенням спектрального індексу на низьких частотах. Доведено, що вони потребують значного посилення магнетного поля (до 1000 мкГс). Показано, що спектр старих ПДР з реабсорбцією й еволюцією електронів зі слабкою ізотропізацією по кутах буде обрізатись на низькій частоті, що визначається віком джерела, а не процесами реабсорбції.

Ключові слова: позагалактичні джерела, радіовипромінювання, спектри, еволюція, реабсорбція.

PACS number(s): 98.62.Ai

I. МОДЕЛЬ ПОЗАГАЛАКТИЧНОГО ДЖЕРЕЛА РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ

Позагалактичне джерело радіовипромінювання (ПДР) утворюється синхротронним випромінюванням релятивістських електронів, які прискорюються в місці зіткнення джету з міжгалактичним середовищем. Це місце інжекції електронів, спостережуване як гаряча пляма (ГП) у ряді радіоджерел, просувається від ядра галактики в міжгалактичний простір, викликаючи ударні хвилі, а в ділянці кокона підсилюються МГД турбулентність і магнетні поля. Таким чином, кокон, що залишається за фронтами ударних хвиль та охоплює джет, заповнюється намагнетченою електрон-протонною та релятивістською електронною плазмою, що дає синхротронне випромінювання. Цю модель запропонували в 1974 році Р. Блендфорд і М. Ріс [1], і далі детально її розглянуто в огляді М. Бегельмана, Р. Блендфорда та М. Ріса в 1984 році [2].

У досліджуваній моделі вважатимемо, що релятивістські електрони надходять у ділянку кокона завдяки розтіканню релятивістської плазми в напрямку, протилежному рухові ГП (аналогічні моделі розглянуто в працях [3–7]); еволюціонують завдяки синхротронному випромінюванню згідно з моделями Кардашова–Пахольчика (КП) [8] чи Джаффе–Перола (ДП) [9] (див. також [6]); ефектами дифузії та адіабатичних утрат енергії релятивістських електронів будемо нехтувати (вважаємо, що фрагментація релятивістської речовини на волокна запобігатиме додатковому розширенню цієї речовини та додатковим утратам енергії релятивістськими електронами).

Будемо цікавитись такими ефектами, що впливають на спостережувані інтегральні спектри ПДР: (1) — неоднорідність джерела, (2) — еволюція реляти-

вістських електронів завдяки синхротронному випромінюванню і (3) — самопоглинання випромінювання.

II. ОСНОВНІ РИСИ МОДЕЛІ

У досліджуваній моделі вважаємо, що електрони прискорюються в ділянці ГП і далі поширюються разом з плазмою кокона, так що згодом у джерелі формуються шари, заповнені електронами різного віку. Якісно модель спростимо до моделі ефективного неоднорідного сферичного джерела, яке заповнюється релятивістськими електронами, що еволюціонують, та неоднорідність джерела визначимо через параметр, пов'язаний з віком релятивістських електронів $T = t/t_0$, як $r(T) = GT^\beta$. Тоді магнетне поле і розподіл релятивістських електронів K_f [8] (у КП моделі, коли вік електронів зростає з $T = 1$) еволюціонують з відстанню від ГП, як

$$H(T) = H_0 h(T), \quad (1)$$

$$h(T) |_{T < 1} \approx 1 \quad \text{чи} \quad h(T) |_{T > 1} \approx T^\psi;$$

$$K_f(E, \varphi; T) = K(T) E^{-\gamma} \Theta(E - E_{\min}) \times (1 - E/E_B)^{\gamma-2}, \quad (2)$$

$$E_B = \left(c_2 t_0 \sin^2 \varphi \int_1^T H^2(T) dT \right)^{-1},$$

$$K(T) = K_0 / (1 + T^\rho).$$

Завдяки синхротронному випромінюванню розподіл електронів еволюціонує так, що в старих ділянках зменшуватиметься кількість високоенергетичних

електронів з $E < E_B$, переважно тих, які рухаються під прямим кутом до магнетного поля і найсильніше випромінюють (КП модель: електрони не змінюють кутів нахилу до ліній локального магнетного поля). Завдяки цьому в спектрі випромінювальної здатності шару джерела віком T утворюється більша крутизна спектра ($\Delta\alpha > (\gamma + 5)/6$) на частотах вище від $\nu_B(T)$:

$$\begin{aligned} S(T, \nu) &= \int_0^\infty dE \{K_f(E, \varphi; T) P(\nu, H)\} \\ &\approx C_S K(T) [H(T)]^{(\gamma+1)/2} \nu^{-\alpha_0} \\ &\times \{\Theta(\nu_B - \nu) + \chi_S [\nu_B(T)/\nu]^{\Delta\alpha} \Theta(\nu - \nu_B)\}. \end{aligned} \quad (3)$$

Частота $\nu_B(T)$ буде згодом пересуватись на низькі частоти відповідно до того, як збільшується кількість проеволюційованих електронів у джерелі:

$$\nu_B(T) = \nu_c(E_B; T) = \nu_{Bm} h(T) \left(\int_1^T h^2(T) dT \right)^{-2}; \quad (4)$$

$$\nu_{Bm}[\text{MHz}] = 10^9 H_{0[\mu\text{G}]}^{-3} t_{0[\text{Myr}]}^{-2}. \quad (5)$$

Швидкість пересування частоти перелому спектра до низьких частот залежить від неоднорідності магнетного поля в моделі, і її максимальний зсув для джерела віком T_a дорівнює $\nu_a = \nu_B(T_a)$. Спостережуваний розмір джерела задається розміром ділянки $r(T)$, заповненої електронами, що не пройшли еволюції, а інтегральний спектр випромінювання всього джерела визначається законом інжекції електронів у джерело та співвідношенням кількості проеволюційованих і непроеволюційованих електронів від частоти (залежить від віку джерела T_a).

III. РЕЗУЛЬТАТИ МОДЕЛЮВАННЯ ІНТЕГРАЛЬНИХ СПЕКТРІВ НЕОДНОРІДНОГО ДЖЕРЕЛА, ЩО ЕВОЛЮЦІОНУЄ

Вивчимо окремо для оптично прозорого ПДР інтегральні спектри компонент: F_1 — ділянки $1 < T < T_B(\nu)$, що прилягають до місця інжекції, в якій випромінюють непроеволюційовані електрони на частоті спостереження, F_2 — ділянки $T_B(\nu) < T < T_a$, де випромінюють проеволюційовані електрони, та F_0 — ділянки інжекції електронів $T < 1$ (її можна в першому наближенні моделювати як однорідне джерело з параметрами H_0 , $K(E) \sim K_0 E^{-\gamma}$):

$$F_i(\nu) = G \int_{T_{\min}(\nu)}^{T_{\max}(\nu)} S(T, \nu) dT^{3\beta}. \quad (6)$$

Основні результати моделювання:

– у КП моделі еволюції електронів для старих і сильно неоднорідних ($\beta - \rho/3 > 0.6$) ПДР спектр випромінювання проеволюційованих електронів може перевищити випромінювання непроеволюційованих електронів, $F_2 > F_1$;

– на частотах $\nu > \nu_a$ спостерігається залежність спектрального індексу $\alpha(\nu)$ в інтегральному спектрі $F \sim \nu^{-\alpha(\nu)}$ від параметрів неоднорідності джерела, на відміну від того, як для неоднорідного джерела без урахування еволюції електронів [10] залежність від параметрів неоднорідності джерела з'являлась лише в зоні дії механізму самопоглинання випромінювання (нижче від частоти ν_{RA});

– індекс спектра для компоненти F_2 на частотах $\nu > \nu_a$ наближується до височастотного індексу випромінювальної здатності, а на частоті ν_a , яка вказує на вік джерела, випромінювання цієї компоненти обривається;

– найсильніше залежність спектрального індексу від параметрів неоднорідності буде виявленою в F_1 компоненті; ця компонента дає суттєвий внесок у випромінювання всього ПДР, коли діятиме ДП механізм еволюції енергетичного спектра електронів (тобто, коли старіючі електрони ізотропізуються по кутах);

– на високих частотах може стати суттєвим випромінювання ділянки інжекції, і головний внесок у випромінювання вноситиме компонента F_0 , що має інжекційний індекс спектра, $\alpha_0 = (\gamma - 1)/2$.

Таким чином, у діапазоні частот, обмеженому частотою віку джерела ν_a і частотою початку дії старіння електронів ν_s , спостерігається підвищення індексу спектра і тим вище, чим більший вік джерела, більша просторова неоднорідність у джерелі ($\beta_1 = \beta - \rho/3$) і чим повільніше спадає магнетне поле в джерелі (чи навіть наростає, $\psi > -0.5$). Тобто в таких джерелах кількість старих електронів переважатиме над кількістю “молодих” електронів, і це приводить до ефекту підвищення спектрального індексу на низьких частотах, як у спектрах III (C+) типу [11,12].

Подібні результати щодо утворення спектрів III типу в джерелах з наростаючим магнетним полем отримані в роботі [3] (ГКК), де враховано неоднорідність джерела, еволюцію, дифузію й течію релятивістських електронів (рух ГП), але не взято до уваги випромінювання проеволюційованих електронів. Модель ГКК майже еквівалентна до ДП еволюції електронів у досліджуваній моделі. Але в ній отримано перелічені вище нові результати, які не впливали з моделі ГКК.

IV. ПОРІВНЯННЯ ЗІ СПОСТЕРЕЖЕННЯМИ

Слід зазначити, що в 60% спектрів III типу (спектри з низькочастотним підвищенням індексу, що трапляються в 7% випадків серед ПДР, див. каталог С. Брауде *та ін.* [11,12]), спектральний індекс збігається з височастотним спектральним індексом ви-

промінюваної здатності, тобто відповідає КП механізму еволюції електронів.

За розташуванням частоти зламу спектра III типу оцінено потужності магнетного поля, і такі оцінки показали, що вимагається на порядок більші магнетні поля (до $1000 \mu G$), ніж дають оцінки в моделі рівного розподілу магнетної та кінетичної енергії електронів, отримані для найбільш вивченого джерела Лебідь А [10]. Тобто, якщо спектри III типу виникають через еволюційну неоднорідність джерела, то вони будуть вирізняти популяцію старих і сильно намагнетчених ПДР.

V. ВПЛИВ РЕАБСОРБЦІЇ ВИПРОМІНЮВАННЯ

У межах досліджуваної моделі реабсорбція буде суттєвою для непроеволюціонованої компоненти F_1 і слабо діятиме в компоненті F_2 . Тому може виникнути ситуація, коли випромінювання F_1 поглинатиметься на частотах $\nu < \nu_a$, а компонента F_2 буде прозорою. І тоді утворюватимуться інтегральні спектри, які матимуть низькочастотний завал, як у спостережуваних спектрах II(C-) типу, але не на частоті ν_{RA} , як це було для джерел без еволюційних процесів [10], а на частоті ν_a , що вимірюється віком джерела. При

врахуванні реабсорбції можливо пояснити спостережувані спектри IV типу, що матимуть тимчасовий завал у якомусь діапазоні частот, а потім — більша крутизна, як у спектрах III типу: така ситуація буде типовою для спектрів старих неоднорідних еволюціонуючих джерел з реабсорбцією. У цілому, в досліджуваній моделі стає зрозумілим той спостережуваний факт, що всі особливості інтегрального спектра II-IV є типовими для одного й того самого діапазону частот. Справді, в досліджуваній моделі всі спектральні особливості припадають на частоту близько ν_a .

Додаткова особливість механізму реабсорбції у “волокнистих” джерелах: скупчення релятивістських електронів у волокна, що спостерігається в дійсних джерелах [10], буде ще й підсилювати реабсорбцію випромінювання, бо оптична густина такого джерела $\tau \sim \mu^{-2/3}$, де μ є коефіцієнтом заповнення джерела і вважається, що густина джерела вимірюються як усереднена величина для цієї області (без урахування фрагментації на волокна).

Тобто для пояснення спектрів IV типу із залученням реабсорбції випромінювання слід очікувати малої концентрації волокон у джерелі (до $\mu < 0.001$) і високої щільності речовини в середині волокон (понад 10^{-4} см^{-3}). Визначені параметри речовини дають змогу вивчати ПДР на завершальному етапі еволюції.

[1] R. D. Blandford, M. J. Rees., MNRAS, **165**, 395 (1974).
 [2] M. C. Begelman, R. D. Blandford, M. J. Rees, Rev. Mod. Phys., **56**, 2, P.2, (1984), /Фізика внегалактических радиосточников (Москва, Мир, 1987).
 [3] С. Г. Гестрин, В. М. Конторович, А. Е. Кочанов, Кинемат. физ. небес. тел. **3**, 4, 57 (1987).
 [4] P. Alexander, M. T. Broun, P. F. Scott, MNRAS, **209**, 851 (1984).
 [5] C. L. Carilli, P. D. Barthel, Astron. Astrophys. Rev. **7**, 1 (1996).
 [6] S. T. Myers, S. R. Spanger, Astrophys. J. **291**, 52 (1985).
 [7] N. Tsvyk, *Вибрані питання астрономії та астрофізи-*

зики /Зб. матер. II наук. конф., (Львів, 1998), с. 196
 [8] А. Пахольчик, *Радиоастрофизика* (Москва, Мир, 1973).
 [9] W. J. Jaffe, G. C. Perola, Astron. Astrophys. **26**, 423 (1974).
 [10] В. С. Артюх, П. А. Черников, Астрон. журн. **78**, 1, 20 (2000).
 [11] S. Ya. Braude, A. V. Megn, et al. Astroph. Space Sci. **59**, 145 (1978).
 [12] S. Ya. Braude, N. K. Sharykin, et al. Astroph. Space Sci. **111**, 237 (1985).

EVOLUTION EFFECTS IN THE EXTRAGALACTIC SOURCES OF RADIO EMISSION

N. Tsvyk

*Radio Astronomy Institute NASU,
4, Chervonopraporna Str., Kharkiv, UA-61002, Ukraine*

In explaining the spectra of the extragalactic sources of radio emission with an abrupt leap of the index the processes of inhomogenous expansion of the source, electron energetic spectrum evolution, reabsorption of emission as well as others were considered. The parameters of the source that give us spectra with the steepness of spectrum index on the low frequencies were shown to get a high magnetic field strength (up to $1000 \mu G$). It is shown that spectrum of old sources with reabsorption and electron evolution with week isotropization on angles will be cut at low frequency that put by source age, not reabsorption process.