КИНЕМАТИКА
И ФИЗИКА
НЕБЕСНЫХ
ТЕЛ том 23 № 1 2007

УДК 524.354:524.1-6

О. Петрук[1, 2], **В. Бешлей**[3]

[1]Інститут прикладних проблем механіки та математики НАН України
79060 Львів, вул. Наукова, 3-б
[2]Астрономічна обсерваторія Львівського національного університету імені Івана Франка
79005 Львів, вул. Кирила і Методія, 8
[3]Львівський національний університет імені Івана Франка
79005 Львів, вул. Кирила і Методія, 8

Синхротронне та теплове випромінювання залишків наднових зір в рентгенівському діапазоні. Слабкі радіаційні втрати електронів

Пропонується модель нетеплового синхротронного випромінювання залишків наднових зір в однорідному міжзоряному середовищі. Характеристики нетеплового випромінювання (світність та поверхневий розподіл яскравості) порівняно з аналогічними для теплового випромінювання. Виявлено умови, за яких нетепловий компонент у рентгенівському спектрі залишків наднових зір буде помітним на фоні теплового випромінювання. Вказано на спостережні тести, завдяки яким можуть бути оцінені параметри процесів інжекції космічних променів на фронтах сильних ударних хвиль. Розглядались випадки, коли радіаційними втратами релятивістських електронів у рентгенівському діапазоні можна знехтувати.

СИНХРОТРОННОЕ И ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОСТАТКОВ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ. СЛАБЫЕ РАДИАЦОННЫЕ ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНОВ, Петрук О., Бешлей В. — Представлена модель нетеплового синхротронного излучения остатков вспышек сверхновых в однородной межзвездной среде. Характеристики нетеплового излучения (светимость и поверхностное распределение яркости) сравнено с аналогичными для теплового излучения. Указано на условия, при которых нетепловой компонент рентгеновского спектра остатков будет заметен на фоне их теплового излучения, а также на наблюдательные тесты, которые могут оценить параметры процессов ижекции космических лучей на фронтах сильных ударных волн. Рассматривались случаи, когда радиационными потерями релятивистских электронов можна пренебречь.

SYNCHROTRON AND THERMAL EMISSION OF SUPERNOVA REMNANTS IN X-RAYS. LOW RADIATIVE LOSSES OF ELECTRONS, by Petruk O., Beshley B. — A model of synchrotron emission from supernova remnants in the uniform interstellar medium is presented. Some characteristics of nonthermal and thermal emission (luminosity and surface brightness

© О. ПЕТРУК, В. БЕШЛЕЙ, 2007

distribution) are compared. The conditions when nonthermal component of X-ray emission may be prominent are revealed. Observational tests for a number of parameters characterizing the cosmic ray injection on the supernova remnant shocks are presented. The cases are considered when the electron radiative losses may be neglected.

ВСТУП

Максимум теплового випромінювання залишків наднових зір (ЗН) припадає на рентгенівський діапазон. Відкриття у 1995 р. нетеплового компонента в рентгенівському спектрі залишків наднових зір [22] надало нового імпульсу вивченню цих об'єктів. Якщо цей нетепловий компонент є наслідком синхротронного випромінювання релятивістських електронів, то це свідчить про прискорення електронного компонента космічних променів на фронтах ударних хвиль (УХ) ЗН до енергій 30÷300 ТеВ [32, 20]. Електрони з цими ж енергіями повинні випромінювати також в гамма-діапазоні (зворотний ефект Комптона та нетеплове гальмівне випромінювання). Висновки ж про протонну складову космічних променів можна робити лише через спостереження гамма-фотонів, які виникли при розпаді піонів, породжених зіткненнями прискорених до релятивістських швидкостей протонів з протонами-мішенями.

На сьогодні спостереження та теоретичний аналіз процесів нетеплового випромінювання ЗН є однією з найактуальніших задач астрофізики високих енергій, оскільки це дозволяє вивчати фізичні процеси, недоступні для земної експериментальної фізики, та сприяє розумінню походження галактичного компонента космічних променів. ЗН є об'єктами активних спостережень орбітальних рентгенівських та гамма-обсерваторій Chandra, XMM-Newton, Integral, а також нового наземного експерименту HESS в області наджорстких гамма-фотонів з енергіями 0.1—10 ТеВ. Коротким оглядам завдань та теоретичним постановкам проблем, пов'язаним із сучасними студіями над ЗН, присвячені роботи [16, 21, 30]. Теоретичні результати останніх років оглянуто в роботах [9, 13]. Основні спостережні дані представлено в оглядах [7, 8, 11, 15, 33, 34].

Тепловий компонент випромінювання домінує в рентгенівському діапазоні. На сьогодні з 265 ЗН [http://www.mrao.cam.ac.uk/surveys/ snrs/] (A Catalogue of Galactic Supernova Remnants) нетеплове випромінювання в цьому діапазоні виявлено лише в десяти оболонкових ЗН. Наджорстке гамма-випромінювання зафіксовано лише від чотирьох ЗН: Cas A [5], G347.3-0.5 [4], RX J0852.0-4622 [6], G12.8-0.0 [12]. Пошук інших ЗН з сильною нетепловою складовою спектру є важливим завданням. Саме тому розробка теоретичних моделей нетеплового випромінювання ЗН з урахуванням різних механізмів є на часі.

Моделювання синхротронного випромінювання ЗН було предметом розгляду у роботах [10, 18, 29, 31]. Завдання нашої роботи — порівняти різні моделі магнітного поля, які використовувалися в цих публікаціях, а також виявити вплив характеристик ЗН, міжзоряного середовища (МЗС) та процесів прискорення заряджених частинок на фронтах УХ на можливість виявлення нетеплового потоку рентгенівського випромінювання ЗН на фоні теплового. Для цього ми розглядаємо відповідні компоненти світності ЗН та особливості поверхневого розподілу яскравості. Тут аналізуються такі ЗН, в яких радіаційні втрати релятивістських електронів, що випромінюють в рентгенівському діапазоні, не модифікують степеневий характер їхнього енергетичного спектру.

ОПИС МОДЕЛІ

Гідродинаміка. Ми розглядаємо ЗН на адіабатичній стадії еволюції, на якій знаходиться більшість з цих об'єктів [2]. Вважаємо, що ЗН еволюціонує в однорідному міжзоряному середовищі з концентрацією атомів водню n_0. Гідродинаміка таких ЗН описується в рамках задачі про сильний точковий вибух, для якої відомими є автомодельні розв'язки Л. Сєдова [3]. Автомодельність розв'зків полягає в тому, що у будь-який момент часу t розподіл гідродинамічних параметрів, наприклад температури T, за фронтом УХ може бути записаний як

$$T(r, t) = T_s(t)\cdot\overline{T}(\overline{r}), \tag{1}$$

де r — відстань від місця вибуху, $\overline{r} = r/R$, R — радіус ЗН, T_s — температура на фронті УХ (протягом адіабатичної стадії T_s зменшується від 10^8 до 10^6 К); тут і далі риска над величинами вказує на те, що вони нормовані на свої значення на фронті УХ. Вирази для розв'язків Сєдова громіздкі та складні для застосування, тому ми використовуватимемо їхні достатньо точні апроксимації [25].

Магнітне поле. Будемо вважати, що магнітне поле в МЗС $\mathbf{B}_0$ є однорідним, принаймні відомі випадки, коли масштаби неоднорідності магнітного поля в МЗС є більшими за розміри ЗН.

Для моделювання розподілу магнітного поля необхідно розглянути його зміни по поверхні УХ та в об'ємі ЗН.

Зручно описувати поведінку вектора $\mathbf{B}$, розглядаючи еволюцію його складових. Якщо Θ_0 — кут між нормаллю до поверхні УХ та напрямком зовнішнього магнітного поля, то паралельна до нормалі складова рівна $B_{\|,0} = B_0\cos\Theta_0$, а перпендикулярна — $B_{\perp,0} = B_0\sin\Theta_0$. Під час проходження через фронт УХ збільшується лише перпендикулярна складова: $B_{\|,s} = B_{\|,0}$, $B_{\perp,s} = \sigma B_{\perp,o}$, де $\sigma = \rho_s/\rho_0$, ρ — густина. В загальному випадку зміна величини напруженості магнітного поля при переході через фронт УХ може бути записана у вигляді

$$B_s = \sigma_B(\Theta_0)B_0, \qquad \sigma_B(\Theta_0) = \left(\frac{1 + \sigma^2\mathrm{tg}^2\Theta_0}{1 + \mathrm{tg}^2\Theta_0}\right)^{1/2}. \tag{2}$$

Для поведінки магнітного поля вниз по течії пропонується кілька варіантів його опису в моделях випромінювання ЗН. Розподіл складових магнітного поля всередині ЗН визначається в *моделі BI* з умов вмороженості магнітного поля та збереження потоку, що можна представити як функції лагранжевих координат [31, 29]:

$$\overline{B}_\perp(\overline{a}) = \frac{\overline{r}(\overline{a})}{\overline{a}}\overline{\rho}(\overline{a}), \qquad \overline{B}_\|(\overline{a}) = \left(\frac{\overline{a}}{\overline{r}(\overline{a})}\right)^2, \tag{3}$$

де $\overline{a} = a/R$, a — лагранжева координата. Відтак абсолютна величина напруженості дорівнює $B = (B_\|^2 + B_\perp^2)^{1/2}$, чи через нормовані величини

$$\overline{B}(\overline{a}, \Theta_0) = [\sigma^2\sin^2\Theta_0\overline{B}_\perp(\overline{a})^2 + \cos^2\Theta_0\overline{B}_\|(\overline{a})^2]^{1/2}/\sigma_B(\Theta_0). \tag{4}$$

В *моделі BII* [10] приймається, що $\overline{B}_\| = \overline{B}_\perp = 1$ для всіх $\overline{a} \le 1$ (тоді й $\overline{B} = 1$).

У ще одній моделі [28] припускається, що густина енергії магнітного поля змінюється пропорційно до густини речовини: $B^2(a) \propto \rho(a)$. Розрахунки [29] показують, що відмінність спектрів електронів, розрахованих у такому припущенні, від спектрів моделі BI не перевищує 15 %. Крім того, ця модель базується на припущенні про рівновагу між магнітним полем та

речовиною, що швидше за все не має місця в ЗН, принаймні в прифронтових областях, звідки йде основна маса їхнього випромінювання. Саме тому цей підхід не одержав розвитку; ми не будемо розглядати його далі.

Назагал орієнтація магнітного поля відносно спостерігача в кожній точці об'єму ЗН повинна визначатися при детальному врахуванні геометрії, тобто необхідним є розрахунок у кожній точці об'єму ЗН кута φ між магнітним полем і напрямком на спостерігача. Ситуацію значно спрощує використання певного усереднення. Можливим є три фізичні інтерпретації такого усереднення: якщо можна вважати, що кут між швидкістю кожної частинки та магнітним полем прийматиме усі можливі значення з рівною імовірністю: 1) протягом тривалого часу; 2) в об'ємі інтегрування; 3) коли береться середнє значення розрахунків, одержаних для усіх можливих реалізацій кута φ_0. Останнє усереднення має сенс лише тоді, коли не реалізуються умови для перших двох. Суттєво, що інформація про орієнтацію магнітного поля в ЗН таки втрачається внаслідок турбулентності, яка виникає за фронтом УХ [14, 29], про що свідчить низький ступінь поляризації синхротронного випромінювання реальних ЗН. Ми позначатимемо середнє за кутом значення певного степеня $\sin\varphi$ як $\langle\sin\varphi^p\rangle = \mu_\varphi^p$. Так, зокрема, [1]

$$\mu_\varphi^{(s+1)/2} \equiv \langle\sin\varphi^{(s+1)/2}\rangle = \frac{1}{2}\int_0^\pi \sin\theta^{(s+1)/2}\sin\theta d\theta = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\frac{\Gamma((s+5)/4)}{\Gamma((s+7)/4)}, \qquad (5)$$

$\mu_\varphi = \pi/4$, $\mu_\varphi^2 = 2/3$. У прийнятих позначеннях $\mu_\varphi^{(s+1)/2} \neq \mu_\varphi\mu_\varphi^{(s-1)/2}$. Справді, для $s = 2$ маємо $\mu_\varphi\mu_\varphi^{(s-1)/2} = 0.686$, тоді як $\mu_\varphi^{(s+1)/2} = 0.719$. Використовуються також інші підходи для усереднення, наприклад в роботі [29] взято $\langle\varphi\rangle = 60°$, а в [14] прийнято $\mu_\varphi = \sqrt{2/3}$.

Спектр електронів. Для розрахунку випромінювання необхідним є знання розподілу електронів за енергіями. Класична теорія прискорення показує, що нетеплові електрони, прискорені на фронті УХ до релятивістських швидкостей, розподілені за степеневим законом:

$$N(E)dE = KE^{-s}dE. \qquad (6)$$

Для опису еволюції цього розподілу вниз по течії розглядаються процеси втрати електронами своєї енергії. При цьому вважається, що релятивістські частинки зв'язані з елементами потоку, які вивели їх з області прискорення [29]. Електрони втрачають енергію внаслідок адіабатичного розширення та радіаційних втрат (на синхротронне випромінювання та зворотний ефект Комптона на фотонах мікрохвильового випромінювання). Радіаційні втрати ефективно модифікують форму електронного спектру лише в області максимальних енергій [29], зумовлюючи обрізання спектру. Електрон з енергією E_{13} (в одиницях 10^{13} еВ) випромінює основну частину своєї енергії через синхротронний механізм в фотонах з енергією $\varepsilon_m = 0.29\varepsilon_c = 19B_{-5}E_{13}^2$ еВ, де B_{-5} вимірюється в нТл. Оскільки далі нас цікавитиме випромінювання з $\varepsilon = 3.3...6.3$ кеВ, то нехтувати впливом радіаційних втрат на спектр електронів можна, якщо максимальна енергія в їхньому спектрі перевищує $180B_{-5}^{-1/2}$ ТеВ. Така умова може реалізуватися лише для частини ЗН.

Нехай елемент потоку з лагранжевою координатою $a \equiv R(t_i)$ перетнув ударний фронт у момент часу t_i. Якщо енергія електрона на цей момент була E_i, то з часом внаслідок адіабатичних втрат вона стає рівною [29]

$$E = E_i\overline{n}(\overline{a})^{1/3}. \qquad (7)$$

Згідно із законом збереження кількості частинок

$$N(E, a, t) = N(E_i, a, t_i)\frac{a^2 da dE_i}{4r^2 dr dE} \tag{8}$$

та законом неперервності $\rho_0(a)a^2 da = \rho(a, t)r^2 dr$ вниз по течії форма спектру електронів залишається незмінною, а її амплітуда складає

$$K(a, t) = K_s(t_i)\overline{n}^{(s+2)/3}. \tag{9}$$

Якщо K_s змінюється з часом як $K_s \propto V(t)^{-b}$, де V — швидкість УХ, то еволюція K є автомодельною:

$$\overline{K}(a) = K(a, t)/K_s(t) = \overline{a}^{3b/2}\overline{n}(\overline{a})^{(s+2)/3}. \tag{10}$$

Зауважимо, що на сьогодні невідомо, як ефективність інжекції (від якої залежить K_s) змінюється в часі. В роботі [29] розглянуто три типові альтернативи для вільного параметра b: $b = 0, -1, -2$. У роботі [26] ми показали, що можна очікувати значення $b \approx 5$. Актуальною є потреба пошуку спостережуваних оцінок величини цього параметра.

Спектр нетеплових електронів буде змінюватися також по поверхні УХ, бо орієнтація магнітного поля відносно нормалі до цієї поверхні впливає на можливість частинок бути прискореними. Так, зі збільшенням кута Θ_0 кількість частинок, інжектованих у процес прискорення, зменшується [17, 35]. Для введення до нашої моделі такого ефекту косих УХ промасштабуємо K через його значення для паралельних УХ

$$K_s(\Theta_0) = K_{s,\|} f_K(\Theta_0) \tag{11}$$

та використаємо просту параметризацію:

$$f_K(\Theta_0) \approx \exp[-(\Theta_0/\Theta_K)^2], \tag{12}$$

де параметр Θ_K регулює значимість ефекту зниження частки інжектованих електронів, який залежить від ряду факторів (числа Маха M, рівня турбулентності, типу дифузії). Так, наприклад, у порівнянні з розрахунками [17] величина $\Theta_K = 19°$ наближено відтворює випадок УХ з M = 100 та $\eta = 100$ (параметр η характеризує рівень турбулентності при дифузії Бомівського типу, він показує, у скільки разів середня довжина вільного пробігу частинки є більшою за її ларморовий радіус), величина $\Theta_K = 40°$ — випадок M = 3 і $\eta = 10$ і т. д.

Процеси випромінювання. Світність L ЗН визначається як інтеграл по об'єму:

$$L = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_0^{R} \epsilon(r) r^2 dr, \tag{13}$$

де r, θ, φ — сферичні координати, ϵ — інтегральна випромінювальна здатність одиниці об'єму плазми в певному інтервалі енергій квантів $\Delta\varepsilon = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$:

$$\epsilon = \int_{\varepsilon_1}^{\varepsilon_2} P(\varepsilon) d\varepsilon, \tag{14}$$

де P — диференціальна випромінювальна здатність.

Спектр випромінювання від усього ЗН визначається виразом

$$\mathfrak{F}(\varepsilon) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \sin\theta d\theta \int_0^{R} P(\varepsilon) r^2 dr \tag{15}$$

Розподіл яскравості по поверхні

$$S(x, y) = \frac{1}{4\pi} \int_{z_1}^{z_2} \epsilon dz, \tag{16}$$

де x, y — координати на небесній площині, z — координата вздовж променя зору.

Теплове рентгенівське випромінювання. Теплова випромінювальна здатність плазми включає випромінювання як в лініях, так і в континуумі: $P_т = P_к + P_л$. Для нашої задачі порівняння властивостей теплового та нетеплового випромінювання ЗН скористаємося тим, що емісія в лініях є ефективною лише до енергій фотонів $\varepsilon \sim 3$ кеВ. Вище цих енергій (за винятком вузької області в околі енергій 6.6 кеВ) вклад ліній у випромінювання є нехтовно малий [19, 24, 27], й відтак нетеплова складова рентгенівського випромінювання має шанс бути поміченою на фоні теплової. У спектрі плазми з типовим для ЗН хімічним вмістом в інтервалі енергій 3.3—6.3 кеВ є лише кілька слабких ліній [27], сумарний вклад яких в інтегральну світність плазми в цьому діапазоні не перевищує 10 % для температур, менших за 10^8 К. Тому в розрахунках теплового випромінювання будемо розглядати діапазон 3.3—6.3 кеВ та обчислюватимемо лише випромінювання в континуумі.

Випромінювальна здатність $P_к$ розраховується для плазми з типовим для ЗН хімічним вмістом як [24]

$$P_к(T, \varepsilon) = 1.652 \cdot 10^{-30} n_e^2 G_к(T, \varepsilon) T_6^{-1/2} \exp\left(-11.59 \frac{\varepsilon}{T_6}\right), \tag{17}$$

де ε — енергія фотонів в кеВ, T_6 — температура плазми в одиницях 10^6 К, а $P_к$ вимірюється в Дж/(см^{3}с·кеВ). В роботі [24] також наведено апроксимацію для фактора Гаунта $G_к$ як суми вкладів вільно-вільних, вільно-зв'язаних та двофотонних процесів:

$$G_к(T, \varepsilon) = 27.83(T_6 + 0.65)^{-1.33} + 0.35\varepsilon^{-0.34} T_6^{0.422}. \tag{18}$$

Похибка цієї апроксимації складає 10—20 % для $T \geq 3 \cdot 10^6$ К та 30—50 % для $T = (0.2—3) \cdot 10^6$ К.

Нетеплове синхротронне випромінювання. Спектральний розподіл (енергія за одиницю часу в одиничному інтервалі частот) синхротронного випромінювання одного електрона з енергією E задається виразом [1]

$$p(E, \nu) = \frac{\sqrt{3} e^3 B \sin\varphi}{m_e c^2} F\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \tag{19}$$

де ν — частота випромінювання, F і $\nu_c \propto BE^2$ — відповідно спеціальна функція та критична частота, відомі в теорії синхротронного випромінювання. Синхротронна диференціальна випромінювальна здатність популяції електронів зі спектром $N(E)dE$ дорівнює

$$P_{син}(\nu) = \int_0^\infty N(E) p(E, \nu) dE. \tag{20}$$

У випадку степеневого розподілу електронів (6) інтеграл (20) вдається одержати аналітично. Справді, при використанні відомих рівностей ([1, вираз (5.42); 23, с. 259]):

$$\int_0^\infty dE E^{-s} F\left(\frac{A}{E^2}\right) = \mathfrak{A}(s) A^{-(s-1)/2},$$

$$\mathfrak{A}(s) = \frac{2^{(s-1)/2}}{s+1} \Gamma\left(\frac{3s+19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3s-1}{12}\right), \tag{21}$$

де символом Γ позначено гамма-функцію, одержуємо відому формулу, яку і будемо вживати надалі:

$$P_{\text{син}} = c_2(s)(\nu/c_1)^{-(s-1)/2}K(B\sin\varphi)^{(s+1)/2}, \tag{22}$$

де константи $c_1 = 3e/(4\pi m_e^3c^5)$ та $c_2 = \mathfrak{A}(s)\sqrt{3}e^3/(m_ec^2)$.

РЕЗУЛЬТАТИ

Радіовипромінювання залишків наднових зір. Порівняння моделей магнітного поля. Найпершою нашою метою є протестувати різні моделі опису магнітного поля з метою виявити їхній вплив на аналіз нетеплового випромінювання від ЗН. Для цього розглянемо синхротронне випромінювання ЗН в радіодіапазоні та покажемо вплив цих моделей на зміну поведінки емпіричної залежності $\Sigma(D)$ для ЗН (Σ — середня яскравість поверхні ЗН, D — його діаметр).

Якщо використати спектр електронів (6) та їхні втрати (7), під час підстановки (22) в означення

$$\Sigma = (\pi R^2)^{-1}\int P_{\text{син}}dV, \tag{23}$$

одержимо аналітичний вираз для залежності $\Sigma(D)$:

$$\Sigma = C\zeta K_{s,||}B_0^{(s+1)/2}D, \tag{24}$$

де

$$C(\nu) = \frac{c_2\mu_\varphi^{(s+1)/2}}{2\pi}\left(\frac{\nu}{c_1}\right)^{-(s-1)/2}, \tag{25}$$

а автомодельні властивості розв'язків Сєдова дозволяють усю еволюцію елемента потоку вниз по течії описати однією безрозмірною константою

$$\zeta(\varphi_o, b,\Theta_K) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} d\theta\sin\theta f_K(\Theta_0)\int_0^1 d\bar{a}\,\bar{r}(\bar{a})^2\,\bar{r}_{\bar{a}}\bar{K}(\sigma_B\bar{B}^q)^{(s+1)/2}, \tag{26}$$

де $\bar{r}_{\bar{a}} = d\bar{r}/d\bar{a}$, $q = 1$ для моделі магнітного поля BI і $q = 0$ для BII. В подальшому чисельні результати представлено для інтегрування по $\bar{a}$ не від 0, а від $a_{\min} = 0.2$, що відповідає $r_{\min} = 0.6$. Зв'язок кута Θ_0 зі сферичними координатами залежить від орієнтації зовнішнього магнітного поля відносно спостерігача, яка задається кутом φ_0:

$$\cos\Theta_o = \sin\theta\cos\varphi\sin\varphi_0 + \cos\theta\cos\varphi_0. \tag{27}$$

Як бачимо з виразу (26), усі розбіжності між моделями BI і BII магнітних полів впливатимуть лише на нормування залежності $\Sigma(D)$, а не на характер зміни радіосвітності адіабатичного ЗН з часом. З метою порівняння моделей магнітного поля BI та BII ми розрахували відношення ζ_{BII}/ζ_{BI} (табл. 1). Як і очікувалося, модель BII переоцінює синхротронну світність ЗН, і тим більше, чим меншим є показник b в залежності $K \propto V^{-b}$. Розраховане відношення є найбільшим для випадків, коли амплітуда спектру прискорених електронів зростає зі швидкістю УХ ($b < 0$). Водночас відношення радіосвітностей ЗН в цих двох моделях слабко залежить від того, наскільки сильно косі УХ здатні подавляти інжекцію електронів (від Θ_K) та не залежить від орієнтації магнітного поля відносно спостерігача (φ_0), оскільки в об'ємі ЗН інформація про орієнтацію магнітного поля відносно спостерігача втрачається, а зміна $\Theta_0(\varphi_0)$ по поверхні не впливає на результат інтегрування по всьому об'єму ЗН.

Надалі використовуватимемо модель магнітного поля BI, а також типове значення $s = 2$.

Відношення ζ_{BII}/ζ_{BI} для s = 2

Θ_K	b = -2	b = 0	b = 2
30°	3.2	1.7	1.4
180°	3.3	1.8	1.5

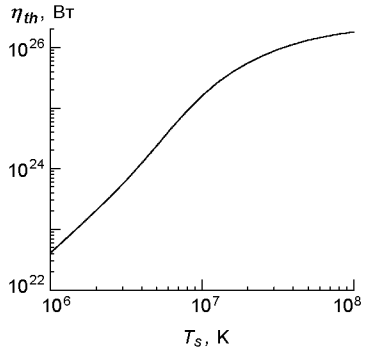

Рис. 1. Залежність $\eta_{th} = L_{th}R^{-3}n_0^{-2}$ в інтервалі енергій ε = 3.3—6.3 кеВ від T_s, радіус R — у парсеках, n_0 — в см$^{-3}$

Світність теплового та нетеплового випромінювання залишків наднових зір. Як видно з виразів (13)—(17), еволюція рентгенівської світності внаслідок теплового випромінювання в інтервалі енергій фотонів ε = 3.3...6.3 кеВ може бути представлена у вигляді

$$L_{th} = R^3 n_0^2 \eta_{th}(T_s), \tag{28}$$

де

$$\eta_{th}(T_s) \propto T_{s6}^{-1/2} \int_0^1 \overline{n}^2\, \overline{T}^{-1/2}\, \overline{r}^2 \int_{3.3\ \text{кеВ}}^{6.3\ \text{кеВ}} G_{\text{к}} \exp\left(-\frac{11.59\varepsilon}{T_{s6}\overline{T}}\right) d\varepsilon d\overline{r}\,, \tag{29}$$

T_{s6} виражено у 10^6 К. Функція $\eta_{th}(T_s)$ показана на рис. 1.

Спектр синхротронного випромінювання має вигляд

$$\mathfrak{F}_{nth}(\nu) = \pi R^2 \Sigma = 2\pi C(\nu)\zeta(b, \Theta_K) K_{s,||} B_0^{3/2} R^3. \tag{30}$$

Якщо втратами електронів на випромінювання можна знехтувати не лише в радіо-, а й в рентгенівському діапазоні, то нетепловий компонент світності в інтервалі ε = 3.3—6.3 кеВ буде дорівнювати

$$L_{nth} = K_{s,||} B_0^{3/2} R^3 \eta_{nth}(b, \Theta_K), \tag{31}$$

де функція $\eta_{nth}(b, \Theta_K) = 2\pi\zeta(b,\Theta_K)\int C(\varepsilon)d\varepsilon$ показана на рис. 2.

Для яких ЗН можна очікувати, що нетепловий компонент випромінювання може бути сумірний з тепловим? Це можна оцінити з відношення

$$\frac{L_{nth}}{L_{th}} = \frac{K_{s,||} B_0^{3/2} \eta_{nth}(b, \Theta_K)}{n_0^2 \eta_{th}(T_s)}, \tag{32}$$

яке не залежить від розміру ЗН. Воно буде більшим для тих ЗН, в яких ефективність інжекції електронів (пропорційна до K_s) у процес прискорення є високою, де напруженість зовнішнього магнітного поля велика, а концентрація речовини МЗС — низька. З рис. 2 бачимо також, що шанси на сильну нетеплову складову мають ті ЗН, в яких слабким є ефект подавлення інжекції косими УХ (тобто великі Θ_K), і якщо процес інжекції такий, що $b < 0$.

Вклад нетеплового рентгенівського випромінювання змінюватиметься для конкретного ЗН протягом його еволюції. Так, з часом швидкість V УХ

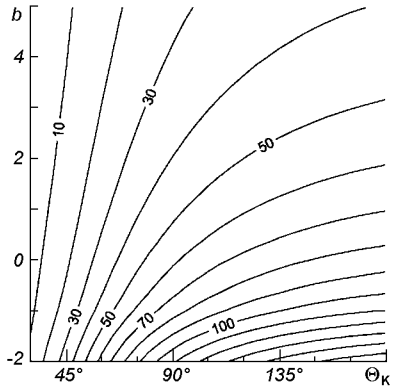

Рис. 2. Залежність $\eta_{nth} = L_{nth}R^{-3}K^{-1}B_0^{-3/2}$ в інтервалі енергій ε = 3.3—6.3 кеВ від b та Θ_K, де K — це $K_{s,||}$ в одиницях Дж/см^3, B_0 — в мікрогаусах. Показник спектру електронів $s = 2$. Значення η_{nth} подано в одиницях 10^{24} Дж/с

зменшується, й відтак спадає температура на фронті ($T_s \propto V^2$). Як видно з рис. 1, зі зменшенням T_s зменшується й доля теплового випромінювання. Залежність $L_{th}(T_s)$ наближено описується як $L_{th}/R^3 \propto T_s^p \propto V^{2p}$, з $p = 5/2$ для $T_s \leq 2\cdot10^7$ чи $p = 3/4$ для вищих температур (в діапазоні ε = = 3.3—6.3 кеВ). Поведінка нетеплового компонента визначатиметься залежністю $L_{nth}/R^3 \propto K \propto V^{-b}$. Тому $L_{nth}/L_{th} \propto V^{-(b+2p)}$. Швидкість УХ зменшується з віком ЗН. Отже, якщо $b > -3/2$, то потік нетеплового компонента зростатиме з t, й можна очікувати, що ЗН з помітним нетепловим рентгенівським випромінюванням легше буде знайти серед ЗН, які знаходяться в кінці адіабатичної стадії. Якщо ж $K \propto V^2$, як припускається, наприклад, в [29], то відношення L_{nth}/L_{th} буде більшим для молодих ЗН, з вищою швидкістю УХ. При достатній кількості ЗН з зафіксованою нетепловою складовою випромінювання та відомим віком на основі статистичних аргументів можна буде зробити висновок про те, меншим чи більшим за $-3/2$ є b.

Звертаємо увагу, що наведені значення L_{nth} розраховані без урахування втрат електронів на випромінювання. В реальній ситуації ці втрати можуть бути суттєвими саме в рентгенівському діапазоні. Вони призводять до зменшення лише нетеплового компонента випромінювання. Тому вказані оцінки поведінки відношення L_{nth}/L_{th} є оцінками зверху. Окрім того, на зміну ролі нетеплового випромінювання протягом еволюції ЗН можуть впливати також імовірні часові залежності $\Theta_K(t)$ та $E_{\max}(t)$, про які практично нічого невідомо.

Поверхневий розподіл яскравості теплового випромінювання залишків наднових зір. Розподіл яскравості (16) по поверхні ЗН в однорідному середовищі внаслідок теплового рентгенівського випромінювання є симетричним і залежить лише від однієї просторової координати (наприклад x). Цей розподіл може бути подано у вигляді

$$S_{th}(x) = Rn_0^2 \mathbb{S}_{th}(\bar{x}, T_s), \tag{33}$$

де функція

$$\mathbb{S}(\bar{x}, T_s) \propto T_{s6}^{-1/2} \int_{\bar{x}}^{1} \frac{\bar{n}^2 \bar{T}^{-1/2} \bar{r}}{\sqrt{\bar{r}^2 - \bar{x}^2}} \int_{3.3}^{6.3} G_{\text{к}} \exp\left(-\frac{11.59\varepsilon}{T_{s6}T}\right) d\varepsilon d\bar{r} \tag{34}$$

(в діапазоні ε = 3.3—6.3 кеВ) показана на рис. 3, *а* для кількох значень температури на фронті УХ.

Форма функції розподілу теплової яскравості не залежить від густини МЗС та розміру ЗН (вираз (33)); її визначає лише значення температури газу на фронті УХ (34). Окрім того, бачимо, що максимальний контраст

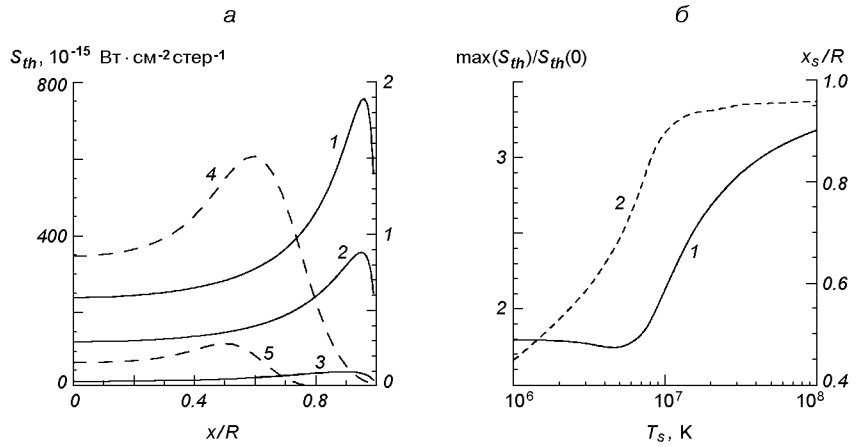

Рис. 3: а — поверхневий розподіл яскравості теплового випромінювання $\mathbb{S}_{th} = S_{th}R^{-1}n_0^{-2}$ в інтервалі енергій ε = 3.3—6.3 кеВ для ряду значень температури на фронті УХ: *1* — $T_S = 10^8$ К, *2* — $10^{7.5}$ К, *3* — 10^7 К (шкала зліва), *4* — $10^{6.5}$ К, *5* — $10^{6.2}$ К (шкала справа); *б* — контраст в розподілі яскравості $\max(S_{th})/S_{th}(0)$ (*1*, шкала зліва) та положення максимуму цього розподілу $\bar{x}_S$ (*2*, шкала справа) в залежності від температури на фронті УХ

розподілу яскравості по поверхні досягається для молодих ЗН та є близьким до 3 (рис. 3, *б*) у вказаному діапазоні. Цей контраст майже не змінюється протягом значної частини адіабатичної стадії, поки температура на УХ спадає до значення 10^7 К, а потім він зменшується. Положення максимуму розподілу досить швидко зміщується у напрямку до центра проекції ЗН на небесну площину зі зменшенням температури (рис. 3, *б*). Після досягнення ЗН віку, при якому температура стає меншою за 10^7 К, положення максимуму залишається майже стабільним в цьому діапазоні.

Зауважимо, що характер змін розподілу (зменшення контрасту та зміщення максимуму зі зменшенням температури) є подібним у різних інтервалах рентгенівського діапазону, проте швидкість зміни цих характеристик залежить від вибору діапазону спостереження.

Поверхневий розподіл яскравості нетеплового випромінювання залишків наднових зір залежатиме від орієнтації магнітного поля відносно променя зору. Без втрати загальності зорієнтуємо декартову систему координат таким чином, щоб промінь зору був паралельним до осі z, а зовнішнє магнітне поле було паралельним до площини xz. При такій орієнтації вісь x буде віссю симетрії розподілу поверхневої яскравості нетеплового випромінювання. Вздовж цієї осі яскравість (без врахування радіаційних втрат електронів), як це видно з підстановки (22) і (14) в (16), розподілиться згідно з виразом

$$S_{nth}(x) = RK_{s,\,\|}B_0^{3/2}\mathbb{S}_{nth}(\bar{x};\,\varphi_0,\,b,\,\Theta_K). \tag{35}$$

Тут

$$\mathbb{S}_{nth}(\bar{x};\,\varphi_0,\,b,\,\Theta_K) = (\mathbb{S}_+ + \mathbb{S}_-)\int C(\varepsilon)d\varepsilon/2,$$

$$\mathbb{S}_\pm = \int\limits_{\bar{a}(\bar{x})}^{1} d\bar{a}\,\frac{\bar{r}\bar{r}_{\bar{a}}}{\sqrt{(\bar{r})^2 - \bar{x}^2}}\,f_K\bar{K}(\sigma_B\bar{B})^{3/2}, \tag{36}$$

де кут Θ_0 визначається з виразу (27):

$$\cos\Theta_0(\bar{r},\,\bar{x},\,\varphi_0) = \pm\,\frac{\bar{x}\sin\varphi_0}{\bar{r}} + \sqrt{1 - \frac{\bar{x}^2}{\bar{r}^2}}\,\cos\varphi_0\,. \tag{37}$$

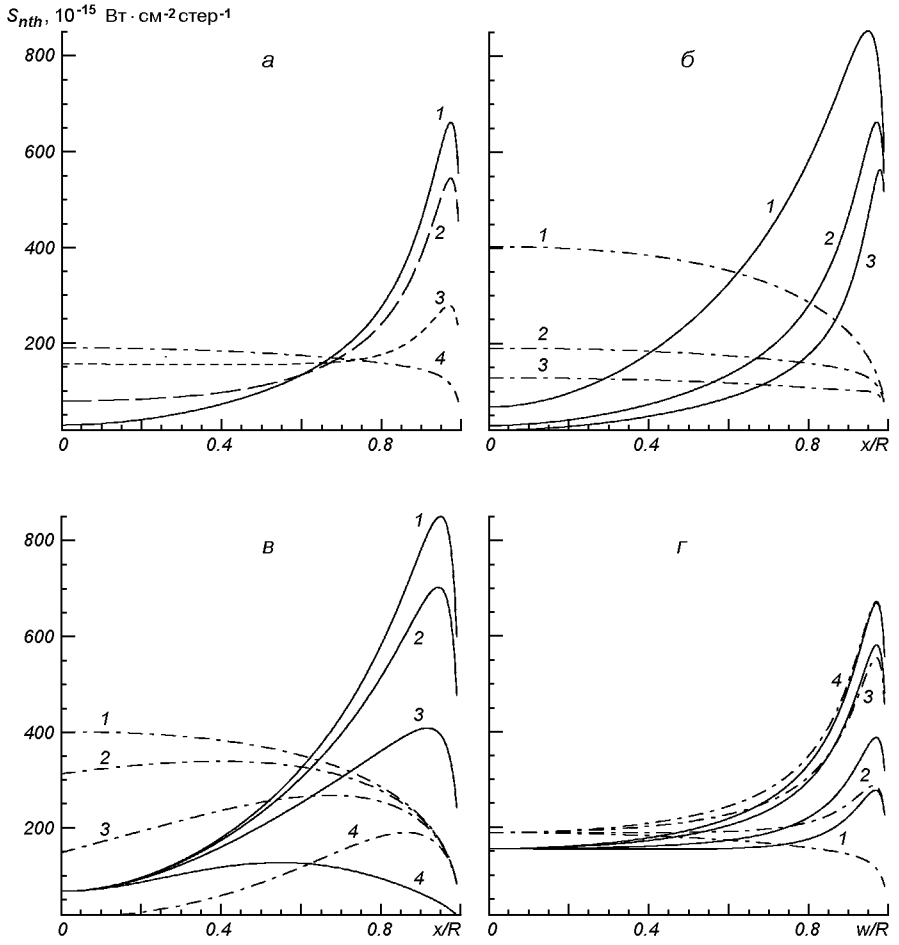

Рис. 4. Розподіл яскравості нетеплового випромінювання $\mathfrak{S}_{\text{нтl}} = S_{nth}R^{-1}K^{-1}B^{-3/2}$ по поверхні ЗН в інтервалі енергій ε = 3.3...6.3 кеВ для ряду значень параметрів моделі: *а* — для різних кутів $\varphi_0 = 0, \pi/6, \pi/3, \pi/2$ (криві *1—4*) при $b = 0$, $\Theta_K = \infty$; *б* — криві *1—3* — для $b = -2$, 0 і 2 відповідно при $\Theta_K = \infty$ (суцільні криві — $\varphi_0 = 0$, штрих-пунктири — $\varphi_0 = \pi/2$); *в* — криві *1—4* — для $\Theta_K = \infty$, π, $\pi/2$ і $\pi/4$ відповідно при $b = -2$ (суцільні криві — $\varphi_0 = 0$, штрих-пунктири — $\varphi_0 = \pi/2$); *г* — розподіл вздовж координати w (вираз (38)): криві *1—4* — для $\omega = 0, \pi/6, \pi/3, \pi/2$ відповідно при $b = 0$, $\Theta_K = \infty$

Відзначимо, що при виведенні виразу (37) суттєво використано умову (5). Розрахунки будуть складнішими, якщо вважати, що турбулентність не впливає на орієнтацію магнітного поля в ЗН. Синхротронна світність ЗН за такої ситуації залежатиме ще й від φ_0, а її значення може змінюватися при цьому не більше, ніж у два рази, і, оскільки синхротронне випромінювання залежить від компонента магнітного поля, перпендикулярного до променя зору, то максимальне значення світності досягається при $\varphi_0 = \pi/2$. Однак синхротронне випромінювання від таких ЗН повинне було мати ступінь поляризації, близький до 70 %, тоді як спостерігається значно нижча поляризація 10—15 % [18]. Отже, як вже зазначалося вище, ідея про впорядковане магнітне поле в ЗН не підтверджується.

Важливо, що форма розподілу поверхневої яскравості нетеплового випромінювання не залежить, на відміну від теплового, від інтервалу

енергій фотонів (формула (36)); інтеграл по ε визначає лише амплітуду розподілу. Отже форми профілів поверхневої яскравості внаслідок синхротронного випромінювання будуть такі ж самі на будь-якій довжині хвилі чи у будь-якому інтервалі енергій від радіодіапазону до рентгенівського. Тому обмеження на значення параметрів моделі можна робити також з аналізу радіоспостережень ЗН. Зауважимо, що ця властивість порушується у нелінійній моделі прискорення, в якій індекс спектру електронів $s = s(E)$. Відмінність карт розподілу нетеплової яскравості в різних діапазонах можна використати для оцінок поведінки $s(E)$.

Зауважимо, що форми розподілу яскравості, величини контрастів, їхнє положення залежать від роздільної здатності приладу, яким користується спостерігач, і тому теоретичні профілі яскравості слід було б відповідно згладжувати. Ми не проводимо такого згладження, бо сучасні рентгенівські і радіотелескопи володіють достатньо високою роздільною здатністю для порівняння з наведеними тут розрахунками.

Вплив кута φ_0, параметрів b і Θ_K на розподіл (35) показаний на рис. 4, *а—в*. Залежність контрасту яскравості вздовж осі x та положення максимуму розподілу вздовж цієї ж осі від φ_0, b і Θ_K демонструє рис. 5. Бачимо, що зі зменшенням φ_0 контраст $\max(S_{nth})/S(0)$ збільшується, причому ця тенденція зберігається для різних b та Θ_K. Від значень цих параметрів залежить величина контрасту та позиція максимуму $\overline{x}_S$. Рис. 4, *б* показує, що якщо ефективність інжекції у процес прискорення на УХ в ЗН збільшується з часом (тобто $b > 0$), то амплітуда максимуму S_{nth} зменшується, проте збільшується контаст (рис. 5, *а*). Максимальні контрасти очікуються для випадку незалежності ефективності інжекції від Θ_0 та позитивних b. Окрім цього, положення максимуму зсувається зі збільшенням b у бік УХ, що можна використати для накладання обмежень на b зі спостережень. При цьому важливо, що $\overline{x}_S$ практично не залежить від φ_0 і Θ_K (рис. 5, *б*). Відхилення від цієї властивості з'являються для $\varphi_0 < 15°$; вони можуть бути суттєвими, якщо $\Theta_0 < \pi/3$ при $b \geq 0$ чи $\Theta_0 < \pi/2$ при $b < 0$, тобто тоді, коли $\overline{x}_S < 0.95$. Ще одним параметром, який характеризує профіль яскравості, є ширина максимуму, виміряна на деякому рівні від максимальної яскравості (наприклад, 90 %). Бачимо, що вона більшою мірою залежить від b та Θ_0, ніж від кута φ_0, що може бути використано для визначення Θ_0 за відомим з попереднього тесту значенням b.

Розподіл яскравості нетеплового випромінювання вздовж будь-якого радіуса проекції ЗН на небесну площину xy, який утворює азимутальний кут ω з віссю x, можна розрахувати за подібними формулами:

$$S_{nth}(w, \omega) = RK_{s,\|} B_0^{3/2} \mathbb{S}_{nth}(\overline{w}, \omega; \varphi_0, b, \Theta_K), \tag{38}$$

де w — координата вздовж вказаного радіуса проекції. Величини $\mathbb{S}_{\pm}$ задаються тут також виразом (36), в якому слід замінити $\overline{x}$ на $\overline{w}$. У цьому випадку

$$\cos\Theta_0(\overline{r}, \overline{w}, \omega, \varphi_0) = \pm \frac{\overline{w}\cos\omega\sin\varphi_0}{\overline{r}} + \sqrt{1 - \frac{\overline{w}^2}{\overline{r}^2}}\,\cos\varphi_0. \tag{39}$$

Вісь x є віссю симетрії поверхневого розподілу нетеплової яскравості, якщо $\varphi_0 > 0$. Якщо ж магнітне поле зорієнтоване вздовж променя зору ($\varphi_0 = 0$), то картина розподілу нетеплової яскравості буде, як і у випадку теплового випромінювання, центрально-симетричною. Тому профілі яскравості, нарисовані суцільними лініями на рис. 4, *а—в*, є в такому випадку однаковими для будь-якого кута ω (це видно з порівняння формул (39) та (37)).

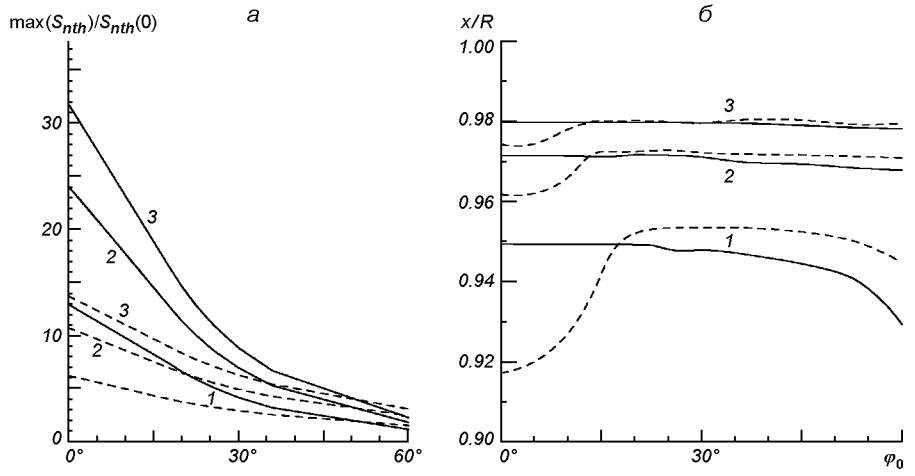

Рис. 5. Контраст поверхневого розподілу яскравості $\max(S_{nth})/S_{nth}(0)$ (*а*) та положення максимуму цього розподілу $\bar{x}$ (*б*). Криві *1*—*3* — $b = -2$, 0, 2 відповідно. Суцільні криві — для $\Theta_K = \infty$, штрихові — $\Theta_0 = \pi/2$

Слабку залежність $\bar{x}_S$ від b та φ_0 можна сформулювати так, що величина b не може суттєво змінити морфологію ЗН (цю властивість видно також на рис. 25 в роботі [29]). Розглянемо як приклад рис. 4, *в*. Якщо залежність ефективності інжекції від Θ_K є досить слабкою (скажімо, $\Theta_K > \pi/4$), то ЗН є оболонкоподібним, з помітним максимумом недалеко від фронту УХ. При $\Theta_K \le \pi/4$ ЗН є з максимумом в околі центру (малі Θ_K) чи з приблизно однорідним розподілом яскравості й малопомітним на її тлі максимумом, віддаленим від УХ ($\Theta_K \approx \pi/4$). Розрахунки показують, що такий характер розподілу яскравості зберігається для різних b, хоча амплітуда яскравості зменшується, а контраст збільшується зі збільшенням b, як це видно з рис. 4, *б* та рис. 5, *а*.

Вплив ряду параметрів на поверхневі розподіли нетеплової яскравості ЗН вздовж радіусів, відмінних від осі симетрії ЗН, у випадку, коли $\varphi_0 > 0$, продемонстровано на рис. 4, *г*.

Одразу вкажемо на те, що положення максимуму розподілу $\bar{x}_S$, з якого можна одержати оцінки важливого параметра b, який характеризує мікрофізичні процеси в УХ, практично не залежить також й від азимутального кута ω (рис. 4, *г*).

Інформацію зі спостережень повинна дати азимутальна залежність величини та ширини максимуму яскравості, а також азимутальний кут між максимумом та мінімумом.

В роботі [18] розраховано поверхневі розподіли яскравості синхротронного випромінювання ЗН для різних кутів φ_0 у випадку $b = -2$ та трьох варіантів залежності інжекції від Θ_0: а) $f_K(\Theta_0) = \text{const}$, б) $f_K(\Theta_0) = \cos(\Theta_0)$ для квазіпаралельних УХ і в) $K(\Theta_0) = K_{s,\perp}\sin(\Theta_0)$ для квазіперпендикулярних УХ (в цьому випадку вважається, що ефективність інжекції найвища для перпендикулярних УХ і зменшується зі зменшенням Θ_0; однак це суперечить теоретичним результатам [17, 35]). Аналізуючи азимутальні профілі $S(\omega)$, зокрема величини азимутального контрасту A в розподілі яскравості на тій же ж відстані з центру ЗН, автори дійшли висновку, що ефективність інжекції електронів у процес прискорення повинна залежати від Θ_0. Цей висновок базується на тому, що теоретичні величини A не

перевищують 7 для $f_K(\Theta_0)$ = const, тоді як спостереження виявляють, що $A \approx 5...30$. Вказувалось також на те, що «квазіперпендикулярна модель» не може зумовити величину $A > 15$, тоді як «квазіпаралельна модель» може забезпечити й суттєво вищі значення A. Втім, проти «квазіпаралельної моделі» свідчать теоретичні карти поверхневого розподілу яскравості: якщо в природі реалізується така модель, то значна частина видимих ЗН як спроектованих під різними кутами φ_0, повинні були б мати максимум в околі центра чи приблизно однорідний розподіл з малопомітним максимумом на відстані від УХ. Розрахунки у роботі [18] здійснено для ефективного значення $\Theta_K \approx \pi/9$, наша ж модель дозволяє змінювати «чутливість» інжекції до Θ_0. Як зазначалося вище, вказана морфологія реалізується лише при $\Theta_K \leq \pi/4$. Якщо у природі реалізуються різні значення Θ_K, то статистична вага таких залишків буде значно меншою, й відтак статистичний аргумент роботи проти «квазіпаралельної моделі» вже не можна застосувати. Крім того, як показує рис. 5, *а*, також і у випадку $f_K(\Theta_0)$ = = const (тобто $\Theta_K = \infty$) можливим є азимутальний контраст, вищий за 7, у випадку позитивних значень b (азимутальний контраст може перевищувати $\max(S)/S(0)$). Отже, основні висновки роботи [18] повинні бути розширені з урахуванням можливої зміни b та Θ_K.

ВИСНОВКИ

Завдяки автомодельності розв'язків Сєдова ми одержали аналітичні вирази, які дозволяють робити висновки про вплив характеристик ЗН, МЗС та процесів прискорення на співвідношення теплового та нетеплового компонентів у рентгенівському випромінюванні ЗН та на поведінку поверхневих розподілів яскравості. Порівняння цих двох компонентів випромінювання доцільно проводити в тій ділянці рентгенівського спектру ЗН, де вклад випромінювання в лініях є нехтовно малим, й тому є шанс виявити нетеплову складову на фоні теплової.

Виділено характеристики, від яких залежить лише амплітуда поверхневого розподілу нетеплової яскравості (B_0, $K_{s,\|}$) та ті, які впливають на його форму (φ_0, b, Θ_K). Для теплового випромінювання це відповідно n_0 та T_s.

Вказано на роль параметрів b, Θ_K, поведінка яких поки що невідома з теорії. Тому наші результати дозволять в майбутньому одержати значення цих параметрів чи обмеження на них зі спостережень, що важливо для розуміння фізики інжекції заряджених частинок у процес прискорення на фронтах УХ.

1. *Гинзбург В.* Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. — М.: Наука, 1987.—488 с.
2. *Лозинская Т.* Сверхновые звезды и звездный ветер: взаимодействие с газом Галактики. — М.: Наука, 1986.—304 с.
3. *Седов Л.* Методы подобия и размерности в механике. — М.: Наука, 1977.—449 с.
4. *Aharonian F. A., Akhperjanian A. G., Aye K.-M., et al.* High-energy particle acceleration in the shell of a supernova remnant // Nature.—2004.—**432**, N 7013.—P. 75—77.
5. *Aharonian F., Akhperjanian A., Barrio, J., et al.* Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A // Astron. and Astrophys.—2001.—**370**, N 1.—P. 112—120.
6. *Aharonian F., Akhperjanian A. G., Bazer-Bachi A. R., et. al.* Detection of TeV gamma-ray emission from the shell-type supernova remnant RX J0852.0-4622 with HESS // Astron. and Astrophys. Lett.—2005.—**437**, N 1.—P. 7—10.
7. *Aschenbach B.* X-rays from supernova remnants // Proc. 270. WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants. — Garching bei Munchen: Max-Plank-Institut für extraterrestrische Physik, 2002.—P. 13—25.
8. *Ballet J.* X-ray observations of supernova remnants // Rev. mex. astron. y astrofis (Ser. conf.).—2003.—**15.**—P. 237—242.

9. *Berezhko E. G.* Gamma-ray astronomy and cosmic ray origin problem // Adv. Space Res.—2005.—**35**, N 6.—P. 1031—1040.
10. *Berezhko E. G., Volk H. J.* The theory of synchrotron emission from supernova remnants // Astron. and Astrophys.—2004.—**427**, N 2.—P. 525—536.
11. *Bocchino F.* High resolution X-ray observations of supernova remnants // Chin. J. Astron. and Astrophys. Suppl.—2003.—**3**.—P. 329—340.
12. *Brogan C. L., Gaensler B. M., Gelfand J. D., et al.* Discovery of a radio supernova remnant and nonthermal X-rays coincident with the TeV source HESS J1813-178 // Astrophys. J. Lett.—2005.—**629**, N 2.—P. 105—108.
13. *Bykov A. M.* Shocks and particle acceleration in SNRs: theoretical aspects // Adv. Space Res.—2004.—**33**, N 4.—P. 366—375.
14. *Bykov A. M., Chevalier R. A., Ellison D. C., et al.* Nonthermal emission from a supernova remnant in a molecular cloud // Astrophys. J.—2000.—**538**, N 1.—P. 203—216.
15. *Canizares C. R.* Recent X-ray observations of supernova remnants // Phil. Trans. Roy. Soc. London A.—2002.—**360**—P. 1981—1989.
16. *Drury L. O'C., Ellison D. E., Aharonian F. A., et al.* Test of galactic cosmic-ray source models — Working Group Report // Space Sci. Revs.—2001.—**99**, N 1/4.—P. 329—352.
17. *Ellison D. C., Baring M. G., Jones F. C.* Acceleration rates and injection efficiencies in oblique shocks // Astrophys. J.—1995.—**453**, N 2.—P. 873—882.
18. *Fulbright M. S., Reynolds S. P.* Bipolar supernova remnants and the obliquity dependence of shock acceleration // Astrophys. J.—1990.—**357**, N 1.—P. 591—601.
19. *Hamilton A. J. S., Chevalier R. A., Sarazin C. L.* X-ray line emission from supernova remnants. I. Models for adiabatic remnants // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1983.—**51**, N 1.—P. 115—146.
20. *Hendrick S. P., Reynolds S. P.* Maximum energies of shock-accelerated electrons in Large Magellanic Cloud supernova remnants // Astrophys. J.—2001.—**559**, N 2.—P. 903—908.
21. *Jones T. W., Rudnick L, Jun Byung-Il., et al.* 10^{51} ergs: The evolution of shell supernova remnants // Publs Astron. Soc. Pacif.—1998.—**110**, N 744.—P. 125—151.
22. *Koyama K., Petre R., Gotthelf E. V., et al.* Evidence for shock acceleration of high-energy electrons in the supernova remnant SN 1006 // Nature.—1995.—**378**, N 6554.—P. 255—258.
23. *Longair M.* High energy astrophysics. — Cambridge: Univ. press, 1994.—Vol. 2.—392 p.
24. *Mewe R., Lemen J. R., van den Oord G. H. J.* Calculated X-radiation from optically thin plasmas. VI. Improved calculations for continuum emission and approximation formulae for nonrelativistic average Gaunt factors // Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.—1986.—**65**, N 3.—P. 511—536.
25. *Petruk O.* Approximations of the self-similar solution for a blastwave in a medium with power-law density variation // Astron. and Astrophys.—2000.—**357**, N 2.—P. 686—696.
26. *Petruk O., Bandiera R.* Influence of thermalisation on electron injection in supernova remnant shocks // J. Phys. Studies.—2006.—**10**, N 1.—P. 686—696.
27. *Raymond J. C., Smith B. W.* Soft X-ray spectrum of a hot plasma // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1977.—**35**, N 1.—P. 419—439.
28. *Reynolds S. P.* Synchrotron models for X-rays from the supernova remnant SN 1006 // Astrophys. J. Lett.—1996.—**459**, N 1.—P. 13—16.
29. *Reynolds S. P.* Models of Synchrotron X-Rays from Shell Supernova Remnants // Astrophys. J.—1998.—**493**, N 1.—P. 375—396.
30. *Reynolds S.* Dynamics and nonthermal emission of shell supernova remnants // Proc. "X-Ray and Radio Connections". — Santa Fe, 2004.—P. 1—019 (www.aoc.nrao.edu/events/xraydio).
31. *Reynolds S. P., Chevalier R. A.* Nonthermal radiation from supernova remnants in the adiabatic stage of evolution // Astrophys. J.—1981.—**245**, N 2.—P. 912—919.
32. *Reynolds S. P., Keohane J. W.* Maximum energies of shock-accelerated electrons in young shell supernova remnants // Astrophys. J.—1999.—**525**, N 1.—P. 368—374.
33. *Vink J.* A Review of X-ray observations of supernova remnants // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.).—2004.—**132.**—P. 21—30.
34. *Vink J.* Shocks and particle acceleration in supernova remnants: observational features // Adv. Space Res.—2004.—**33**, N 4.—P. 356—365.
35. *Volk H. J., Berezhko E. G., Ksenofontov L. T.* Variation of cosmic ray injection across supernova shocks // Astron. and Astrophys.—2003.—**409**, N 2.—P. 563—571.

Надійшла до редакції 04.05.06