

УДК 524.1

В. Г. Кривдик

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
03680 Київ, вул. Глушкова 2/1

Космічні промені від замагнічених колапсуючих зірок

Розглядається прискорення космічних променів у магнітосферах колапсуючих зірок із початковим дипольним магнітним полем і різними початковими енергетичними розподілами частинок у магнітосфері — степеневим, релятивістським максвеллівським та больцманівським. Коли замагнічена зірка на стадії гравітаційного колапсу стискається, її магнітне поле значно зростає. Це змінне магнітне поле генерує вихрове електричне поле. Розрахунки показують, що це електричне поле буде прискорювати заряджені частинки до релятивістських енергій. Таким чином, колапсуючі зірки можуть бути джерелами космічних променів високих енергій як у нашій, так і в інших галактиках.

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ ОТ ЗАМАГНИЧЕННЫХ КОЛЛАПСИРУЮЩИХ ЗВЕЗД, Кривдик В. Г. — Рассматривается ускорение космических лучей в магнитосферах коллапсирующих звезд с начальным дипольным магнитным полем и разными начальными энергетическими распределениями частиц в магнитосфере — степенным, релятивистским максвелловским и больцмановским. Когда замагниченная звезда на стадии гравитационного коллапса сжимается, ее магнитное поле значительно возрастает. Это переменное магнитное поле генерирует вихревое электрическое поле. Как показывают расчеты, это электрическое поле будет ускорять заряженные частицы до релятивистских энергий. Таким образом, коллапсирующие звезды могут быть источниками космических лучей высоких энергий как в нашей, так и в других галактиках.

COSMIC RAYS FROM MAGNETIZED COLLAPSING STARS, by Kryvdyk V. H. — We consider the cosmic-ray acceleration in the magnetospheres of collapsing stars with initial dipole magnetic fields and various initial energy distributions of charged particles in a magnetosphere (power-series, relativistic Maxwell, and Boltzmann distributions). When a star magnetosphere is compressed under the collapse, its magnetic field grows considerably. This variable magnetic field generates a cyclic electric field. Our calculations show that the electric field can accelerate charged particles to relativistic energy. It may be inferred that collapsing stars can be sources of high-energy cosmic rays both in our and other galaxies.

ВСТУП

На сьогодні розроблено декілька типів механізмів прискорення заряджених частинок у космічній плазмі (детальний огляд механізмів прискорення дивись у роботі [25]). Перший тип механізмів базується на прискоренні заряджених частинок у магнітних полях компактних об'єктів на прикінцевих стадіях зоряної еволюції, таких як білі карлики, нейтронні зірки та чорні дірки, магнітне поле яких дуже сильно зростає внаслідок гравітаційного колапсу і може досягати величин 0.01—100 МТл. Механізм прискорення заряджених частинок у магнітному полі нейтронної зірки із швидким обертанням вперше був запропонований у роботі [11], де розглядалося прискорення заряджених частинок в індукованому обертанням електричному полі нейтронної зірки. Як показали детальні дослідження, максимальна енергія, до якої можуть прискорюватись космічні промені у магнітосферах нейтронних зірок, не перевищує 10^{15} еВ. До вищих енергій (до 10^{20} еВ) можуть прискорюватись космічні промені у моделі, запропонованій Кардашовим [13] для пульсарів та надмасивних чорних дірок у активних ядрах галактик.

У роботах [5, 6] розглядається механізм прискорення космічних променів до надвисоких енергій при Perez'єднанні магнітних силових ліній у магнітосфері мілісекундного пульсара з магнітним полем 0.1—10 ГТс на поверхні, який утворюється внаслідок індукованого акрецією колапсу.

Інший тип механізмів прискорення космічних променів пов'язаний із прискоренням заряджених частинок на ударних хвилях, які виникають внаслідок вибухів наднових зірок, ядрах активних галактик, джетах та радіогалактиках [7, 14, 18—24]. У цьому випадку прискорення заряджених частинок відбувається на фронтах ударних хвиль, які розповсюджуються від центрів вибухів із швидкостями від кількох до десятків тисяч кілометрів за секунду.

ПРИСКОРЕННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У МАГНІТОСФЕРІ КОЛАПСУЮЧОЇ ЗІРКИ

У роботах [1, 2] було показано, що під час колапсу замагніченої зірки у її магнітосфері відбувається різке зростання магнітного поля і генерація вихрового електричного поля. Було висловлене також припущення, що у цьому випадку можуть прискорюватись заряджені частинки, які будуть генерувати електромагнітне випромінювання внаслідок їхньої взаємодії із магнітними полями. Пізніше процеси випромінювання при колапсі замагнічених зірок були детально досліджені у роботах [8—12]. Було показано, що під час колапсу замагніченої зірки генерується електромагнітний імпульс дуже низької частоти, який не може бути зареєстрований на Землі.

Раніше [3, 15—17] ми детально вивчали динаміку заряджених частинок у магнітосфері колапсуючої зірки і показали, що заряджені частинки будуть прискорюватись під час колапсу зірки до релятивістських енергій внаслідок бетатронного прискорення заряджених частинок у змінному магнітному полі. Були також розраховані еволюція спектрів частинок та їхнє нетеплове випромінювання у магнітосфері колапсуючої зірки. Був зроблений висновок, що колапсуючі зорі повинні бути потужними джерелами нетеплового електромагнітного випромінювання у широкому діапазоні частот — від радіо- до гамма-діапазону.

У даній роботі розглядається питання про те, чи можна розглядати колапсуючі зорі як ефективні джерела космічних променів.

Виберемо модель колапсуючої зірки, у якій перед початком колапсу зірка має магнітосферу із дипольним магнітним полем і заряджені частинки із трьома різними видами розподілу — степеневим, релятивістським максвеллівським та бoльцманівським. Енергетичні спектри для цих розподілів мають вигляд [4]

$$\begin{aligned} N_P(E) &= K_P E^{-\gamma}, \\ N_M(E) &= K_M E^2 \exp(-E/kT), \\ N_B(E) &= K_B \exp(-E/kT), \end{aligned} \quad (1)$$

Тут K_P , K_M , K_B — спектральні коефіцієнти, k — постійна Больцмана, E — енергія частинок, T — температура плазми у магнітосфері, γ — показник для степеневого спектру.

Розглянемо еволюцію магнітного поля і спектру частинок у магнітосфері такої зірки на стадії її гравітаційного колапсу, тобто коли зірка втрачає рівновагу і починає стискатися. Це відбувається тоді, коли у надрах зірки припиняються ядерні реакції і вичерпуються запаси променевої енергії, внаслідок чого променева енергія більше не в змозі компенсувати силу гравітаційного стискання. У процесі стискання магнітне поле зірки зростає. Якщо колапс відбувається без втрати значної кількості маси зірки, то її загальний магнітний потік залишається постійним, тобто

$$F_0 = B_0 R_0^2 = B R^2 = F.$$

Тут F_0 — початковий магнітний потік зірки, R_0 , B_0 — її початковий радіус та магнітне поле, $R = R(t)$, $B = B(t)$ — поточні значення радіуса і магнітного поля зірки, які змінюються із часом. У ході колапсу радіус зірки зменшується, внаслідок чого її магнітне поле збільшується:

$$B = B_0 (R_0/R)^2.$$

Як бачимо, магнітне поле швидко збільшується із зменшенням радіуса зірки, досягаючи на кінцевих стадіях еволюції величини 100 МТл. Саме такі поля спостерігаються у нейтронних зірок.

Зовнішнє електромагнітне поле колапсуючої зірки змінюється у ході колапсу згідно із співвідношенням [1—3]

$$B(r, \theta, R) = (1/2) F_0 R r^{-3} (1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}. \quad (2)$$

Це змінне магнітне поле буде генерувати у магнітосфері вихрове електричне поле

$$E_\varphi = -c^{-1} r^{-2} \frac{\partial \mu}{\partial t} \sin \theta, \quad (3)$$

де $\mu(t) = (1/2) F_0 R(t)$ — магнітний момент зірки, який змінюється з часом.

Тут використовується сферична система координат, вісь z якої збігається з магнітною віссю диполя.

Рівняння (2) і (3) описують зовнішнє електромагнітне поле колапсуючої зірки із гравітаційним полем Ньютона. Їх можна використовувати протягом майже всього колапсу, за винятком області поблизу гравітаційного радіуса, де необхідно враховувати релятивістські ефекти.

У роботах [3, 15] ми детально вивчали еволюцію енергетичного спектру заряджених частинок у магнітосфері зірки у ході її гравітаційного колапсу і показали, що при колапсі зірки із початковим дипольним магнітним полем і початковими розподілами (1) спектр частинок змінюється згідно із співвідношеннями

$$N'_P(E, R) = K_P E^{-\gamma} R_*^{-\beta_P},$$

$$N'_M(E, R) = K_M E^2 R_*^{-\beta_M} \exp(-E/kT), \quad (4)$$

$$N'_B(E, R) = K_B R_*^{-\beta_B} \exp(-E/kT),$$

$$N''_P(E, R) = K_P \exp(-\gamma(1 - \gamma_1)),$$

$$N''_M(E, R) = K_M E^2 \exp(-(1 - \gamma_1)E/kT), \quad (5)$$

$$N''_B(E, R) = K_B \exp(-(1 - \gamma_1)E/kT).$$

Тут

$$R_* = R_0/R, \quad E_* = E/E_0,$$

$$\gamma_1 = \gamma_1(r, R, R_*, \theta) = a_2(\theta) F_0^2 (RR_*/2GM)^{1/2} F(R, R_*) r^{-6} E,$$

$$\beta_P = a_1(\theta)(\gamma - 1), \quad \beta_M = a_1(\theta)(E/kT \ln E_* - 3),$$

$$\beta_B = a_1(\theta)(E/kT \ln E_* - 1),$$

$$a_1(\theta) = (5/3)k_1(3\cos^4\theta + 1.2\cos^2\theta - 1)(1 + 3\cos^2\theta)^{-2} = (5/3)k_1 f(\theta),$$

$$a_2(\theta) = [e^4/(6m^4c^7)](1 + 3\cos^2\theta)\sin^2\theta = [e^4/(6m^4c^7)]g(\theta),$$

$$F(R, R_*) = \frac{1}{3} R^3 (R_* - 1)^{1/2} + \frac{5}{12} R^3 R_* (R_* - 1)^{1/2} +$$

$$+ \frac{5}{8} R^3 R_*^2 (R_* - 1)^{1/2} + \frac{5}{8} R^3 R_*^3 \operatorname{arctg}(R_* - 1)^{1/2};$$

$k_1 = 2$ та $k_1 = 1$ відповідно для нерелятивістських та релятивістських частинок.

Рівняння (4) описують еволюцію спектру частинок у ході колапсу для випадку, коли можна не враховувати вплив магнітогальмівних втрат. Це характерно для початкових фаз колапсу. На кінцевих стадіях колапсу, коли магнітогальмівні втрати починають впливати на розподіл частинок, їхній спектр визначається рівняннями (5). У роботах [3, 15] аналізувався вплив обертання зірки на динаміку частинок у магнітосфері, і було показано, що обертання суттєво не впливає на динаміку частинок, оскільки швидкість обертання зірки значно менша, ніж швидкість обертання зарядженої частинки навколо магнітної силової лінії.

Магнітне поле зірки збільшується у ході колапсу згідно із законом (2), досягаючи дуже великих значень на кінцевих стадіях (до 0.1–100 ГТл у нейтронних зірках). Відповідно змінюється енергія заряджених частинок внаслідок двох механізмів — 1) бетатронного прискорення частинок електричним полем і 2) за рахунок магнітогальмівних втрат у магнітному полі.

Розглянемо детально процес прискорення заряджених частинок у магнітосфері колапсуючої зірки. У ході колапсу радіус зірки зменшується від початкового радіуса R_0 до гравітаційного радіуса Шварцшильда R_g . На рух зарядженої частинки у магнітосфері будуть впливати електромагнітне та гравітаційне поля. Оскільки співвідношення між електромагнітною і гравітаційною взаємодією ($e/mc \approx 2 \cdot 10^7$) досить велике, то практично протягом всього колапсу (хіба що за винятком області поблизу гравітаційного радіуса) ми можемо не враховувати вплив гравітаційного поля на рух зарядженої частинки. У цьому випадку внаслідок бетатронного прискорення енергія

частинок у ході колапсу змінюється за законом [3, 15]

$$\left(\frac{dE}{dR}\right)_b = a_1(\theta) \frac{E}{R}. \quad (6)$$

Інтегруючи рівняння (6), для зарядженої частинки із початковою енергією E_0 отримаємо

$$E/E_0 = E_* = R_*^{-a_1(\theta)}. \quad (7)$$

Показник степеня $a_1(\theta)$ залежить від координати θ і змінюється у межах $-3.33 \leq a_1(\theta) \leq 0.67$, тобто набуває як додатних, так і від'ємних значень. Для $\theta_0 = 0.9$ (або 50°) значення $a_1(\theta) = 0$.

Таким чином, у ході колапсу у полярних областях магнітосфери відбувається прискорення заряджених частинок, тобто формування полярних джетів.

На рис. 1 показані полярні джети, які формуються у магнітосфері зірки у ході колапсу. При цьому густина частинок у полярних областях зростає у мільйони раз порівняно із початковою густиною (рис. 2). Прискорення нерелятивістських частинок відбувається більш інтенсивніше, ніж прискорення релятивістських частинок. Динаміка збільшення енергії заряджених частинок під час гравітаційного колапсу у областях прискорення показана на рис. 3.

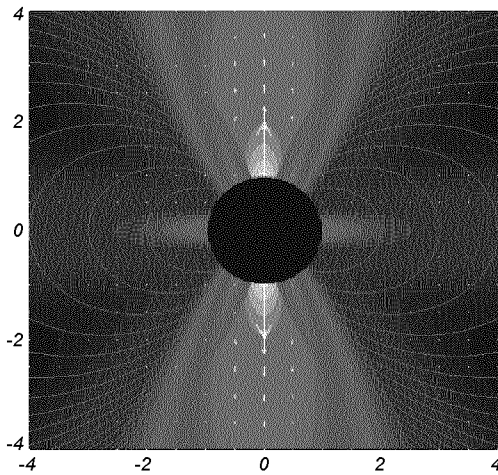


Рис. 1. Джети у магнітосфері колапсуючої зірки для моменту, коли радіус зірки зменшився у сто разів ($R_0/R = 100$)

Як бачимо, в результаті гравітаційного колапсу зірки у її магнітосфері відбувається значне прискорення заряджених частинок (енергія частинок збільшується у мільярди разів). Процес прискорення може припинитися внаслідок двох причин: 1) коли швидкість втрат енергії частинок внаслідок магнітогальмівних втрат починає перевищувати швидкість збільшення їхньої енергії за рахунок прискорення і 2) коли гірорадіуси частинок збільшуються до величин, які перевищують розміри області прискорення, і магнітне поле не зможе більше втримувати частинки.

Розглянемо детальніше ці два механізми.

1. Зменшення енергії за рахунок магнітогальмівних втрат [3] описується виразом

$$\left(\frac{dE}{dR}\right)_s = a_2(\theta) R^2 E^2 r^{-6} \left(\frac{R_* - 1}{RR_*}\right)^{-1/2}.$$

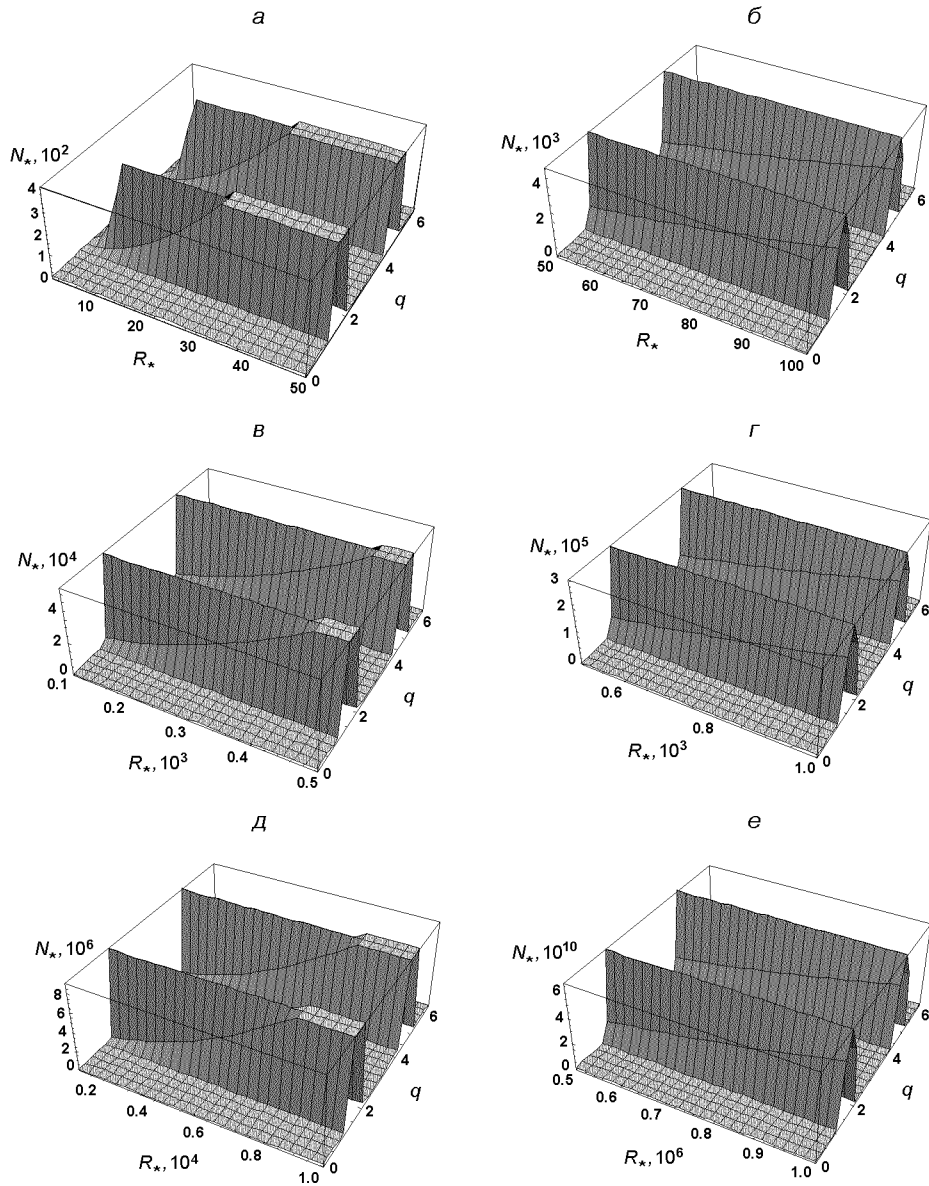


Рис. 2. Густина частинок у полярних джетах у різні моменти колапсу: *a* — $1 \leq R_* \leq 50$, *б* — $50 \leq R_* \leq 100$, *в* — $100 \leq R_* \leq 500$, *г* — $500 \leq R_* \leq 1000$, *д* — $1000 \leq R_* \leq 1000$, *е* — $10^4 \leq R_* \leq 10^6$

Співвідношення між збільшенням енергії зарядженої частинки у електричному полі і втратами її енергії при русі у магнітному полі у дрейфовому наближенні можна записати у вигляді [3]

$$Q = \left(\frac{dE}{dR} \right)_b / \left(\frac{dE}{dR} \right)_s =$$

$$= \frac{5}{3} k_1 \left(\frac{e^4}{6m^4 c^7} \right)^{-1} F_0^{-2} R^{5/2} \left(\frac{r}{R} \right)^6 \left[2GM \left(1 - \frac{1}{R_*} \right) \right]^{1/2} E^{-1} \frac{f(\theta)}{g(\theta)}.$$

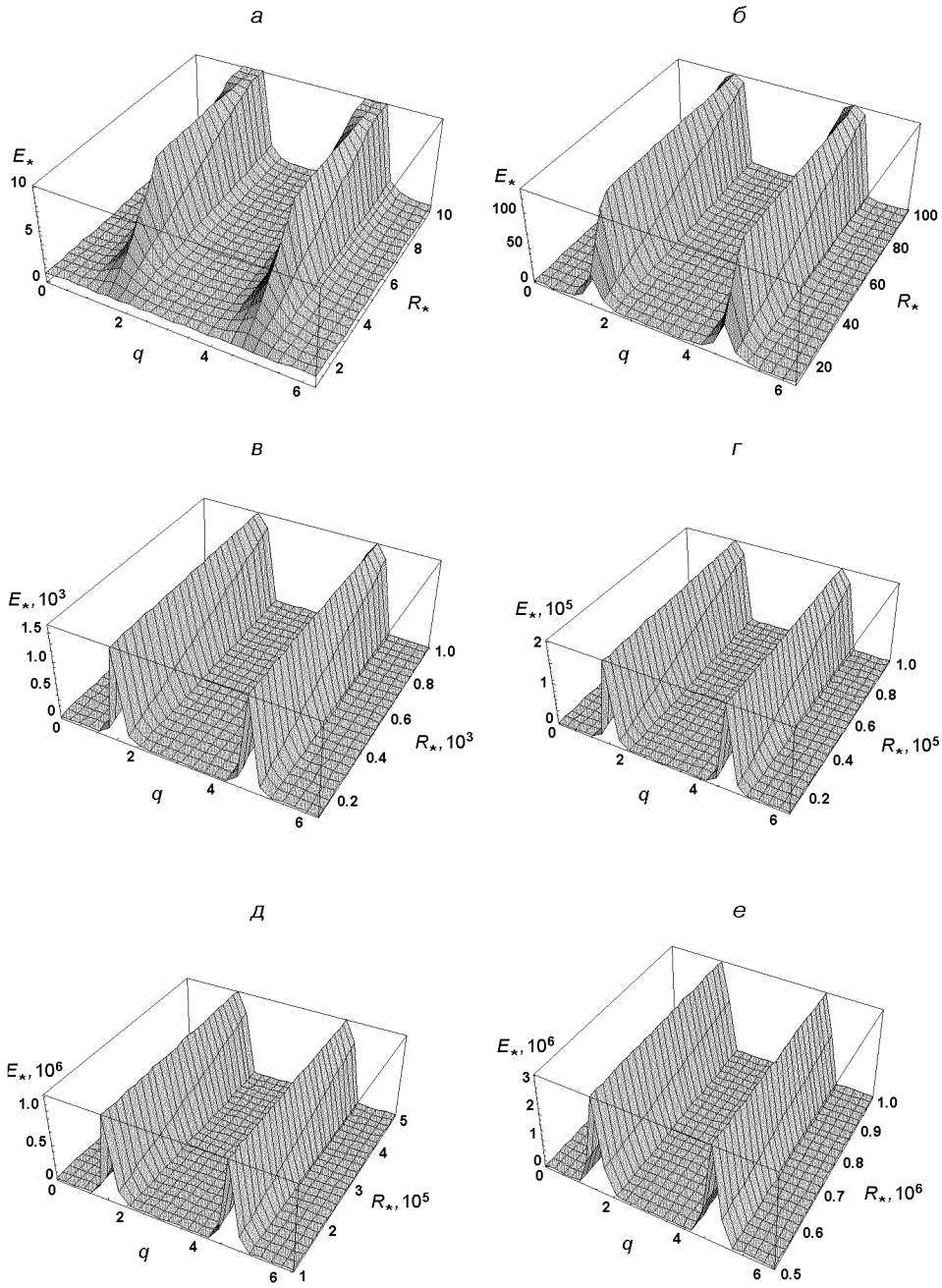


Рис. 3. Зростання енергії заряджених частинок у магнітосфері зірки на різних стадіях колапсу: $a - R_* \leq 10$, $b - 10 \leq R_* \leq 100$, $в - 100 \leq R_* \leq 1000$, $г - 10^4 \leq R_* \leq 10^5$, $д - 10^5 \leq R_* \leq 5 \cdot 10^5$, $е - 5 \cdot 10^5 \leq R_* \leq 10^6$

Якщо $Q > 1$, то домінувати буде прискорення частинок, внаслідок чого енергія частинок збільшується. При $Q = 1$ настає рівновага, коли енергія частинок не змінюється. Якщо $Q < 1$, то енергія частинок зменшується, оскільки домінують магнітогальмівні втрати.

2. Вихід частинки із області прискорення відбувається тоді, коли енергія частинки збільшується до величини, при якій гірорадіус частинки у магніт-

ному полі $r_H = E/(300 \text{ В})$ стає більшим від області прискорення R_a , тобто виконується умова $r_H > R_a$. Гірорадіус зарядженої частинки із енергією (7), яка прискорюється у магнітному полі колапсуєчої зірки (2), буде змінюватися по закону

$$r_H = \frac{E}{150F_0(1 + 3\cos^2\theta)^{1/2}} \frac{r^3}{R} = \frac{E_0}{150F_0(1 + 3\cos^2\theta)^{1/2}} R^{a_1(\theta)} \frac{r^3}{R^{a_1(\theta)+1}}.$$

Гірорадіус слабо залежить від кута θ , оскільки величина $1/2 \leq (1 + 3\cos^2\theta)^{-1/2} \leq 1$ для $0 \leq \theta \leq \pi/2$. Тому надалі ми не будемо враховувати залежність гірорадіуса від кута θ . Для зірок типове значення величини магнітного потоку $F_0 = 5 \cdot 10^{23} \text{ гс} \cdot \text{см}^2$. При таких значеннях магнітного потоку гірорадіус частинки дорівнює

$$r_H \approx 10^{-26} E \frac{r^3}{R} = E_0 R_0^{a_1(\theta)} \frac{r^3}{R^{a_1(\theta)+1}} \approx R^{-a_1(\theta)-1}. \quad (8)$$

Із виразу (8) випливає, що у полярних областях магнітосфери, для яких $a_1(\theta) + 1 > 0$, гірорадіус частинки збільшується у ході колапсу внаслідок зменшення радіуса зірки. Частинка буде прискорюватись у магнітосфері до тих пір, доки її гірорадіус r_H не перевищить розміри області прискорення R_a . Це буде за умови

$$r_H(r, R, E) \approx 10^{-26} E \frac{r^3}{R} < R_a. \quad (9)$$

Після цього магнітне поле не в змозі утримувати частинку на силовій лінії, і вона виходить із магнітосфери.

Для заряджених частинок, які перебувають на магнітній силовій лінії із координатою r , область прискорення R_a не повинна перевищувати розмірів області, яку займає магнітна лінія, тобто $R_a = 2r$. Тому умова (9) виконується для частинок із енергією

$$E \leq 2 \cdot 10^{26} \left(\frac{r}{R} \right)^{-2} \frac{1}{R}. \quad (10)$$

Оскільки $r \geq R$, то при заміні $r = R$ нерівність (10) виконується протягом всього колапсу для всіх областей $r \geq R$ у магнітосфері для частинок з енергією

$$E < \frac{10^{26}}{R}.$$

У вибраній нами моделі радіус колапсуєчої зірки змінюється у межах $10^6 \leq R \leq 10^{11} \text{ см}$. У магнітосфері такої зірки можуть утримуватися і прискорюватися заряджені частинки із енергією

$$10^{15} \leq E \leq 10^{20} \text{ eВ}.$$

У таблиці наведені значення максимальних енергій E_s і E_r , для яких виконуються умови $Q = 1$ та $r_H/R_a = 1$ відповідно. Це ті максимальні енергії, до яких можуть прискорюватися частинки у вибраній нами моделі колапсу, тому що при більших енергіях будуть або переважати магнітогальмівні втрати, або частинки будуть виходити із області прискорення.

Як бачимо, максимальна енергія, до якої можуть прискорюватися частинки на різних стадіях колапсу, залежить від їхнього положення у магнітосфері. Частинки будуть зазнавати найбільших магнітогальмівних втрат поблизу поверхні колапсуєчої зірки і у внутрішніх областях магнітосфери (при малих значеннях r/R), де магнітне поле має максимальне

Значення максимальних енергій E_s і E_r (eB), для яких виконуються умови $Q = 1$ та $r_H/R_a = 1$ на різних стадіях колапсу (10^6 см $\leq R \leq 10^{10}$ см) у різних областях магнітосфери $5 \leq r/R \leq 1000$

r/R	$\lg R = 10$		9		8		7		6	
	E_s	E_r	E_s	E_r	E_s	E_r	E_s	E_r	E_s	E_r
5	$2 \cdot 10^{11}$	$8 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^2$	$8 \cdot 10^{18}$
10	$1 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{18}$
50	$2 \cdot 10^{16}$	$8 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^{16}$
100	$1 \cdot 10^{19}$	$2 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{15}$	$1 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{16}$
500	$2 \cdot 10^{22}$	$8 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{20}$	$8 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{18}$	$8 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{15}$	$8 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{13}$	$8 \cdot 10^{14}$
1000	$1 \cdot 10^{25}$	$2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{23}$	$2 \cdot 10^{11}$	$1 \cdot 10^{21}$	$2 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{13}$	$1 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{14}$

значення. Тому максимальна енергія прискорених частинок у цих областях буде значно нижчою, ніж у зовнішніх областях магнітосфери (для великих r/R). Наприклад, на ранніх стадіях колапсу ($\lg R = 9$) поблизу поверхні зірки ($r/R = 5$) заряджені частинки можуть прискорюватися лише до енергії $E \leq 10^{10}$ eB, а у зовнішніх областях ($r/R > 100$) — до енергії $E > 10^{17}$ eB. На середніх стадіях колапсу ($7 \leq \lg R \leq 8$), коли магнітне поле значно збільшується, втрати на синхротронне випромінювання зростають, і максимальна енергія, до якої можуть прискорюватися заряджені частинки, зменшується, не дивлячись на зростання магнітного поля. На прикінцевій стадії колапсу ($\lg R = 6$) магнітне поле досягає максимальних значень (до 10^8 Тл на поверхні колапсуючої зірки), і магнітогальмівні втрати стають максимальними. Тому на цій стадії значно зменшується максимальна енергія, до якої можуть прискорюватися заряджені частинки. Так, біля поверхні колапсуючої зірки заряджені частинки можуть прискорюватися лише до енергій $E \leq 10^2$ eB, оскільки у такому сильному магнітному полі для частинок вищих енергій магнітогальмівні втрати енергії будуть домінувати над процесом прискорення. У зовнішніх областях магнітосфери (для $100 < r/R < 1000$) на кінцевій стадії колапсу частинки можуть прискорюватися до енергії $10^{10} < E < 10^{16}$ eB.

Отже, якщо не враховувати магнітогальмівних втрат, колапсуючі зірки в принципі могли б бути джерелами космічних променів аж до енергій 10^{20} eB. Але раніше ми бачили (див. таблицю), що магнітогальмівні втрати суттєво обмежують максимальну енергію, до якої можуть прискорюватися частинки. Так, на початковій стадії колапсу ($R = 10^{10}$ см) величина максимальної енергії, яка обмежується магнітогальмівними втратами, становить $10^{11} \leq E \leq 10^{19}$ eB для різних областей магнітосфери ($5 \leq r/R \leq 100$). На цій стадії колапсу у магнітосфері можуть утримуватися частинки з енергією $10^{15} \geq E \geq 10^{12}$ eB (для $5 \leq r/R \leq 100$).

Таким чином, на початковій стадії колапсу, коли магнітне поле не досягає максимального значення, заряджені частинки могли б прискорюватися до надвисоких енергій $E \leq 10^{19}$ eB, якби вони змогли втриматися у області прискорення. Але у магнітосфері колапсуючої зірки можуть утримуватися частинки лише з енергією $E \leq 10^{12}$ eB. Тому на початковій стадії колапсу заряджені частинки прискорюються до енергії $E = 10^{12}$ eB, а потім виходять із області прискорення, оскільки їхній гірорадіус стає більшим від області прискорення.

На середній стадії колапсу ($\lg R = 8$) найсприятливіші умови для прискорення заряджених частинок виникають у областях магнітосфери на відстані $r = 100 R$, у яких частинки можуть прискорюватися до енергії 10^{15} еВ, а утримуватися — до енергії $2 \cdot 10^{14}$ еВ.

На кінцевій стадії колапсу ($R = 10^6$ см) максимальна енергія прискорених частинок становить $10^2 < E < 10^{16}$ еВ для різних областей магнітосфери ($5 \leq r/R \leq 1000$). У цих областях можуть утримуватись частинки із енергією $10^{11} \leq E \leq 10^{19}$ еВ. Отже, на прикінцевій стадії колапсу заряджені частинки можуть прискорюватись і утримуватися у зовнішніх областях магнітосфери ($r = 100 R$) до енергії $E \leq 2 \cdot 10^{14}$ еВ.

ВИСНОВКИ

Під час колапсу намагніченої зірки у її магнітосфері відбувається швидке прискорення заряджених частинок до релятивістських енергій. Частинки будуть прискорюватися до тих пір, поки швидкість збільшення енергії частинок не зрівняється із швидкістю магнітогальмівних втрат. Крім того, прискорення може відбуватися лише до тих пір, поки ларморівський радіус зарядженої частинки залишатиметься меншим від розміру магнітосфери, і частинка зможе утримуватися у ній. У рамках розглянутої нами моделі колапсуючі зірки можуть бути джерелами космічних променів із енергією до $E \leq 2 \cdot 10^{14}$ еВ.

1. Гинзбург В. Л. О магнитных полях коллапсирующих звезд и природе сверхзвезд // Доклады АН СССР.—1964.—156, № 1.—С. 43—46.
2. Гинзбург В. Л., Озерной Л. М. О гравитационном коллапсе магнитной звезды // Журн. эксперим. и теор. физики.—1964.—47.—С. 1030—1040.
3. Кривдик В. Г. Колапсуючі зірки як джерела електромагнітного випромінювання // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—14, № 6.—С. 475—489.
4. Пахольчик А. Радиоастрофизика. — М.: Мир, 1980.—292 с.
5. de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A. Ultra-high-energy cosmic-ray acceleration by magnetic reconnection in newborn accretion-induced collapse pulsars // Astrophys. J.—2000.—536, N 1.—P. L31—L34.
6. de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A. Constraints on the acceleration of ultra-high-energy cosmic rays in accretion-induced collapse pulsars // Astrophys. J.—2001.—560, N 1.—P. 358—364.
7. Dermer C. D., Humi M. Adiabatic losses and stochastic particle acceleration in gamma-ray burst blast waves // Astrophys. J.—2001.—556, N 1.—P. 479—493.
8. Gunningam C. T., Price R. H., Moncrief V. Radiation from collapsing relativistic stars. I. Linearized odd-parity radiation // Astrophys. J.—1978.—224, N 2.—P. 643—667.
9. Gunningam C. T., Price R. H., Moncrief V. Radiation from collapsing relativistic stars. II. Linearized even-parity radiation // Astrophys. J.—1979.—230, N 3.—P. 870—892.
10. Gunningam C. T., Price R. H., Moncrief V. Radiation from collapsing relativistic stars. III. Second order perturbation of collapse with rotation // Astrophys. J.—1980.—236, N 2.—P. 674—692.
11. Goldreich P., Julian W. H. Pulsar electrodynamics // Astrophys. J.—1969.—157, N 2.—P. 869—880.
12. Henriksen R. N., Chau W. Y., Chau K. L. Magnetic dipole radiation from a exploding or collapsing magnetised rotating spheroid // Astrophys. J.—1979.—227, N 3.—P. 1013—1018.
13. Kardashev N. S. Active galactic nuclei and pulsars as cosmic ray sources // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2001.—326, N 3.—P. 1122—1126.
14. Kirk J. G., Rieger F. M., Mastichiadis A. Particle acceleration and synchrotron emission in blazar jets // Astron. and Astrophys.—1998.—333, N 2.—P. 452—458.
15. Kryvdyk V. Electromagnetic radiation from collapsing stars. I. Power-series distribution of particles in magnetospheres // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1999.—309, N 2.—P. 593—598.
16. Kryvdyk V. High-energy emission from presupernovae // Adv. Space Res.—2004.—33.—P. 484—486.
17. Kryvdyk V., Agapitov A. Heterogeneous magnetosphere of collapsing star // ASP Conf. Ser.—2005.—330.—P. 415—416.

18. *Meszaros P.* Theories of gamma-ray bursts // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—2002.—**40**.—P. 137—169.
19. *Ostrowski M.* Acceleration of ultra-high energy cosmic ray particles in relativistic jets in extragalactic radio sources // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**335**, N 1.—P. 134—144.
20. *Pelletier G, Kersal E.* Acceleration of UHE cosmic rays in gamma-ray bursts // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**361**, N 2.—P. 788—794.
21. *Pohl M., Schlickeiser R.* On the conversion of blast wave energy into radiation in active galactic nuclei and gamma-ray bursts // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**354**, N 1.—P. 395—410.
22. *Rieger F. M., Mannheim K.* Particle acceleration by rotating magnetospheres in active galactic nuclei // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**353**, N 2—P. 473—478.
23. *Schlickeiser R., Dermer C. D.* Proton and electron acceleration through magnetic turbulence in relativistic outflows // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**360**, N 2—P. 789—794.
24. *Schopper R., Lesch H., Birk G. T.* Magnetic reconnection and particle acceleration in active galactic nuclei // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**335**, N 1.—P. 26—32.
25. *Torres Diego F., Anchordoqui Luis A.* Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays // *Rept. Progr. Phys.*—2004.—**67**.—P. 1663—1730.

Надійшла до редакції 22.02.05