

УДК 524.1

В. Г. Кривдик

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

Динаміка частинок та їхнє нетеплове випромінювання у неоднорідній магнітосфері із змінним дипольним магнітним полем

Надійшла до редакції 21.12.05

Досліджується динаміка заряджених частинок у магнітосферах небесних тіл із неоднорідним розподілом частинок і змінним дипольним магнітним полем, їхнє прискорення та нетеплове випромінювання для певних початкових розподілів заряджених частинок у магнітосфері. Показано, що заряджені частинки будуть прискорюватися у змінному магнітному полі і генерувати нетеплове електромагнітне випромінювання і що небесні тіла зі змінними магнітними полями мають бути потужними джерелами нетеплового електромагнітного випромінювання, яке може спостерігатись за допомогою інструментів наземного та супутникового базування. Значення потоків випромінювання залежить від відстані до небесних тіл, значень їхнього магнітного поля та спектрів частинок у магнітосфері.

ВСТУП

Багато небесних тіл (Земля та інші планети Сонячної системи, Сонце, зірки) мають магнітосфери, магнітне поле у яких змінюється у результаті глобальних коливань або катастрофічного стискання (колапсу) на деяких стадіях їхньої еволюції. Такі глобальні коливання спостерігаються для планет, Сонця та зірок. Внаслідок зміни радіуса небесного тіла буде змінюватися також її магнітне поле, тому вивчення динаміки заряджених частинок у змінних магнітних полях має важливе значення для фізики планетних магнітосфер, сонячного та зоряних вітрів, для пояснення потужних рентгенівських та гамма-спалахів.

У цій роботі розглядається динаміка заряджених частинок у магнітосферах зірок на стадії гравітаційного колапсу і процеси прискорення та нетеплового випромінювання у їхніх магнітосферах для певних початкових розподілів заряджених частинок (степеневого, релятивістського максвеллівського та больцманівського). Змінне магнітне поле у магнітосфері генерує електрич-

не поле, яке буде прискорювати заряджені частинки до релятивістських енергій. Рухаючись у магнітному полі, ці частинки будуть генерувати нетеплове електромагнітне випромінювання. Таким чином, колапсуючі зорі можуть бути потужними джерелами нетеплового електромагнітного випромінювання, яке може спостерігатись за допомогою інструментів наземного базування та супутників. Величина потоку випромінювання залежить від відстані до небесних тіл та величини магнітного поля і спектру частинок у їхніх магнітосферах.

МОДЕЛЬ МАГНІТОСФЕРИ З НЕОДНОРІДНИМ РОЗПОДІЛОМ ЧАСТИНОК

Предметом розгляду роботи буде динаміка заряджених частинок та їхнє нетеплове випромінювання у магнітосфері зірки на стадії гравітаційного колапсу. Це питання є актуальним для пояснення природи рентгенівських та гамма-спалахів — найпотужніших явищ, що спостерігаються на даний час. Можливим джерелом

цих спалахів є вибух Наднової зірки, коли на певній стадії еволюції внаслідок виходу ударної хвилі на поверхню зірки та втрачає частину своєї маси, яка може прискорюватися до релятивістських енергій [11, 12, 24—30].

Для вирішення поставленої задачі доцільно розбити її на три етапи. У першу чергу слід розглянути фізичні умови у магнітосфері колапсуючої зірки. По-друге, дослідити динаміку заряджених частинок у цій магнітосфері. І нарешті, розрахувати параметри Стокса, які характеризують випромінювання частинок у магнітосфері та врахувати вплив плазми на це випромінювання.

Як показують дослідження [3, 14—20], зовнішнє магнітне поле колапсуючої зірки змінюється згідно з законом

$$\begin{aligned} B_r &= 2r^{-3}\mu(t)\cos\theta, \\ B_\theta &= r^{-3}\mu(t)\sin\theta, \quad B_\varphi = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$B(r, \theta, R) = (B_r^2 + B_\theta^2)^{1/2} = \mu(t)r^{-3}(1 + 3\cos^2\theta)^{1/2},$$

$$E_\varphi = -\frac{1}{cr^2}\frac{\partial\mu}{\partial t}\sin\theta, \quad E_r = E_\theta = 0,$$

де $\mu(t)$ — магнітний момент зірки із радіусом $R(t)$, B_r , B_θ , B_φ та E_r , E_θ , E_φ — компоненти магнітного та електричного полів, $B(r, \theta, R)$ — повне магнітне поле, $F_0 = R_0B_0^2$ — початковий магнітний потік зірки. Тут використовується сферична система координат, вісь z якої збігається з магнітною віссю диполя.

Рівняння (1) описують зовнішнє електромагнітне поле колапсуючої зірки із гравітаційним полем Ньютона, і їх можна використовувати для розгляду руху частинок у магнітосфері під час майже всього колапсу, за винятком області поблизу гравітаційного радіуса, де вже необхідно враховувати релятивістські ефекти.

Магнітосфера, поле якої описується рівняннями (1), може існувати лише за умов, коли на її структуру та динаміку частинок суттєво не впливають тиск частинок, їхні взаємні зіткнення та обертання зірки.

Спочатку оцінимо вплив тиску частинок на структуру магнітного поля. Цей тиск можна не враховувати, коли він менший від тиску магнітного поля, тобто коли виконується нерівність $B^2/8\pi > \rho v^2/2$. Для магнітосфери із дипольним

магнітним полем $B(r) \approx F_0Rr^{-3}$, яка містить заряджені частинки з кінетичною енергією $E = mv^2/2$, цю нерівність можна записати у вигляді $N_e > F_0^2R^2/(8\pi Er^6)$. Для зірок на кінцевих стадіях еволюції (нейтронні зірки та білі карлики) типове значення магнітного потоку $F_0 \approx 5 \cdot 10^{15}$ Вб [6—10]. При таких значеннях потоку вказана нерівність залишається справедливою для дуже щільних і протяжних магнітосфер, які містять релятивістські частинки з енергією $E \leq 10^{12}$ еВ. Наприклад, для магнітосфери з радіусом $r = 100R$ нерівність виконується до густини $N_e \leq 10^{34}$ см⁻³. Така густина характерна швидше для внутрішніх областей нейтронної зірки, а не для магнітосфери (густина плазми у магнітосфері нейтронної зірки поблизу поверхні $N_e = 10^{11} \dots 10^{14}$ см⁻³). Тому надалі не будемо враховувати вплив тиску частинок на структуру поля у магнітосфері колапсуючої зірки.

Взаємні зіткнення частинок можна не враховувати для магнітосфери зірки за умови, коли час між зіткненнями $t_c = (cN_e\sigma_{ee})^{-1}$ більший, ніж тривалість колапсу зірки t_k (тут $\sigma_{ee} = 10^{-25}$ см² — ефективний переріз взаємодії електронів [4]). Тривалість колапсу зірки із масою M і початковим радіусом R_0 , яка стискається до радіуса R під дією гравітаційного поля із швидкістю вільного падіння

$$\frac{dR}{dt} = [2GM(R_0/R - 1/R_0)]^{1/2} \quad (2)$$

буде дорівнювати

$$\begin{aligned} t_k &= \left(\frac{R_0}{2GM}\right)^{1/2} [(R)^{1/2}(R_0 - R)^{1/2} + \\ &+ (1/2)R_0\arcsin(1 - 2R/R_0)], \end{aligned} \quad (3)$$

де G — гравітаційна стала.

За цією формулою можна оцінити тривалість гравітаційного колапсу зірок із різними початковими масами і радіусами. Наприклад, тривалість колапсу зірки із масою $2M_\odot$ і початковим радіусом $R_0 = 10^9 \dots 10^{10}$ см до нейтронної зірки ($R = 10^6$ см) становить $t_k = 2 \dots 200$ с. Оцінки [19] показують, що для магнітосфери з концентрацією $N_e = 10^{12} \dots 10^{14}$ см⁻³ вплив взаємних зіткнень між частинками малий ($t_c/t_k \gg 1$), тому надалі його враховувати не будемо.

Нарешті, розглянемо вплив обертання зірки на зовнішнє електромагнітне поле. Внаслідок

обертання зірки біля її поверхні виникає електричне поле $E_U = \Omega BR/c$ (тут Ω — кутова частота обертання) [13]. Це поле, як і поле E_φ , буде впливати на динаміку заряджених частинок у магнітосфері. Відношення електричних полів E_U і E_φ біля поверхні зірки дорівнює

$$q = \frac{E_U}{E_\varphi} = \frac{F_0}{2\Omega Br^3} \frac{\partial R}{\partial t} \approx \approx PF_0/4\pi B(2GM)^{1/2} R^{-7/2},$$

де P — період обертання зірки, пов'язаний з початковим періодом обертання співвідношенням $P = P_0(R/R_0)^2$. Оцінки показують, що $q \gg 1$ навіть для нейтронних зірок з дуже короткими періодами $P < 1$ с і масою $M < 2M_\odot$. Наприклад, $q \geq 600$ на кінцевій стадії колапсу зірки ($R_* = R_0/R = 1000$, $R = 10^6$ см, $P = 1$ с). Тому надалі можна не враховувати впливу обертання зірки на динаміку частинок у її магнітосфері.

Магнітне поле зірки у ході колапсу збільшується із зменшенням радіуса колапсуючої зірки і досягає дуже великих значень на кінцевих стадіях колапсу (до 10^8 Тл у нейтронних зірках). Відповідно змінюється енергія заряджених частинок, які в заморожені у це магнітне поле. Енергія частинок змінюється внаслідок двох механізмів — 1) бетатронного прискорення частинок електричним полем E_φ і 2) за рахунок магнітогальмівних втрат енергії.

Для приросту енергії частинок у дрейфовому наближенні можна записати [2]

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_a = -\frac{1}{3} p\nu \operatorname{div} \mathbf{u}, \quad (4)$$

де

$$\mathbf{u} = cB^{-2}[\mathbf{E}\mathbf{B}] \quad (5)$$

— дрейфова швидкість частинок, p — їхній імпульс, ν — швидкість частинок, \mathbf{E} , \mathbf{B} — електричне і магнітне поле у магнітосфері.

Компоненти дрейфової швидкості (5) для дипольного магнітного поля (1) мають вигляд

$$u_r = \mu^{-1} \frac{\partial \mu}{\partial t} r \sin^2 \theta (1 + 3\cos^2 \theta)^{-1},$$

$$u_\theta = -2\mu^{-1} \frac{\partial \mu}{\partial t} r \sin \theta \cos \theta (1 + 3\cos^2 \theta)^{-1}, \quad (6)$$

$$u_\varphi = 0.$$

Підставляючи вирази (5) та (6) у (4), для швидкості зміни енергії отримаємо

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_a = -\frac{5}{3} \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mu}{\partial t} p\nu f_1(\theta), \quad (7)$$

де

$$f_1(\theta) = \left(3\cos^4 \theta + \frac{6}{5} \cos^2 \theta - 1\right) (1 + 3\cos^2 \theta)^{-2}.$$

Використовуючи закон вільного падіння (2) і переходячи до нової змінної $R = R(t)$, для швидкості зміни енергії частинок у ході колапсу у залежності від радіуса зірки отримаємо

$$\left(\frac{dE}{dR}\right)_a = -\frac{5}{3} f_1(\theta) p\nu \frac{1}{R}. \quad (8)$$

Формула (8) визначає швидкість зміни енергії частинок у залежності від радіуса колапсуючої зірки. Вона значно простіша від формули (7), тому надалі замість змінної t будемо використовувати змінну $R = R(t)$, тобто досліджувати зміну енергії частинок внаслідок зміни радіуса зірки у ході колапсу. Крім прискорення, під час руху частинок у магнітосфері відбувається зменшення їхньої енергії за рахунок магнітогальмівних втрат. Ці втрати визначаються виразом [20]

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_s = -\frac{e^4}{6m^4 c^7} (B_0 R_0)^2 g(\theta) R^2 E^2 r^{-6}, \quad (9)$$

де $g(\theta) = (1 + 3\cos^2 \theta) \sin^2 \theta$.

Для нової змінної $R = R(t)$ рівняння (9) має вигляд

$$\left(\frac{dE}{dR}\right)_s = \frac{e^4}{6m^4 c^7} \sqrt{\frac{R_0}{2GMR(R_0 - 1)}} \times \times F_0^2 g(\theta) R^2 E_0^2 g(\theta) R^2 E^2 r^{-6}. \quad (10)$$

Кінцева швидкість зміни енергії частинки внаслідок вказаних двох механізмів дорівнює

$$\frac{dE}{dR} = \left(\frac{dE}{dR}\right)_a - \left(\frac{dE}{dR}\right)_s =$$

$$= -\frac{5}{3} k_1 f(\theta) \frac{E}{R} - \frac{e^4}{6m^4 c^7} \sqrt{\frac{R_0}{2GMR(R_0 - 1)}} \times \times F_0^2 g(\theta) R^2 E_0^2 g(\theta) R^2 E^2 r^{-6}, \quad (11)$$

де $k_1 = 2$ для нерелятивістських частинок, $k_1 = 1$ — для релятивістських.

Перша складова у правій частині рівняння (11) визначає приріст енергії часток у магнітному полі колапсуючої зірки за рахунок бетатронного прискорення, друга — втрати енергії за рахунок магнітогальмівних процесів. Порівняємо ці два процеси. Виходячи із формули (11), співвідношення між цими процесами можна записати у вигляді

$$Q = \left(\frac{dE}{dR} \right)_a \bigg/ \left(\frac{dE}{dR} \right)_s = \frac{5}{3} k_1 \frac{6m^4 c^7}{e^4} \left[\frac{2GM(R_0 - 1)}{R_0} \right]^{1/2} \times F_0^{-2} E^{-1} R^{7/2} \left(\frac{r}{R} \right)^6 \frac{f(\theta)}{g(\theta)}. \quad (12)$$

Якщо $Q > 1$, то домінуючим процесом буде прискорення часток, внаслідок чого енергія часток збільшується. При $Q = 1$ настає рівновага, коли енергія часток незмінюється. Якщо $Q < 1$, то енергія часток зменшується, тому що домінують магнітогальмівні втрати. У табл. 1 наведено розраховані за формулою значення енергій, для яких виконується умова $Q = 1$ для різних областей магнітосфери у різні моменти колапсу. Ці значення енергії є максимальними, до яких можуть прискорюватися частинки у вибраній нами моделі колапсу. Для частинок з більшими енергіями будуть переважати магнітогальмівні втрати.

Динаміку частинок у магнітосфері із неоднорідним розподілом можна досліджувати, використовуючи рівняння переносу частинок у регулярному магнітному полі [4]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} \left(N \frac{dE}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial r} (N \operatorname{div} \mathbf{u}) = 0. \quad (13)$$

Тут \mathbf{u} — дрейфова швидкість частинок.

Таблиця 1. Значення енергії E , для яких $Q = 1$, у різні моменти колапсу (радіус R зменшується від 10000 до 10 км) для різних областей магнітосфери

$\frac{r}{R}$	$E(Q = 1), \text{ eV}$			
	$R = 10000 \text{ км}$	1000 км	100 км	10 км
5	$4.6 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^7$	$4.6 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^2$
10	$3.0 \cdot 10^{11}$	$1.0 \cdot 10^9$	$3.0 \cdot 10^6$	$1.0 \cdot 10^4$
50	$4.6 \cdot 10^{14}$	$1.5 \cdot 10^{12}$	$4.6 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^7$
100	$3.0 \cdot 10^{17}$	$1.0 \cdot 10^{15}$	$3.0 \cdot 10^{12}$	$1.0 \cdot 10^{10}$

Для дипольного магнітного поля (1) і дрейфової швидкості (6) рівняння (13) має вигляд

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} \left(N \frac{dE}{dt} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (Nr^2 u_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (Nu_\theta \sin \theta) = 0. \quad (14)$$

Для нової змінної $R = R(t)$ це рівняння має вигляд

$$\frac{\partial N}{\partial R} + \frac{1}{r^2} \frac{1}{R} f_2(\theta) \frac{\partial}{\partial r} (Nr^3) - \frac{1}{R} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (Nf_3(\theta)) + \frac{\partial}{\partial E} \left(N \frac{dE}{dR} \right) = 0. \quad (15)$$

Тут

$$f_2(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{1 + 3\cos^2 \theta},$$

$$f_3(\theta) = \frac{1 + 3\cos^4 \theta}{(1 + 3\cos^2 \theta)^2}.$$

Дослідимо, як буде змінюватися спектр заряджених частинок під час колапсу зірки, яка має неоднорідну магнітосферу із різними початковими розподілами: 1) степеневим, 2) релятивістським максвеллівським та 3) больцманівським, густина якої змінюється із відстанню як r^{-3} . Для цих розподілів початковий спектр частинок визначається співвідношеннями

$$N_p(E) = r^{-3} K_p E^{-\gamma},$$

$$N_M(E) = K_M r^{-3} E^2 \exp[-E/(kT)], \quad (16)$$

$$N_3(E) = K_B r^{-3} \exp[-E/(kT)].$$

Для дослідження динаміки частинок у магнітосфері необхідно розв'язати рівняння (15) із початковими спектрами (16). Отримати загальний розв'язок рівняння (15) практично неможливо, тому будемо розглядати два спеціальні випадки: коли втрати енергії не впливають на еволюцію спектру і коли магнітогальмівні втрати визначають еволюцію спектру частинок.

Розв'язки рівняння (15) для цих двох випадків будуть мати вигляд відповідно:

$$N_p(E, R, r) = K_p (r_*)^{-3} (E_*)^{-\gamma} R_*^{-\beta p},$$

$$N_M(E, R, r) = K_M (r_*)^{-3} (E_*)^2 R_*^{-\beta M} \exp[-E/(kT)], \quad (17)$$

$$N_B(E, R, r) = K_B (r_*)^{-3} R_*^{-\beta B} \exp[-E/(kT)];$$

$$\begin{aligned}
N_p(E, R, r) &= K_p(r_*)^{-3} \exp[-\gamma(1 - \gamma_1)], \\
N_M(E, R, r) &= \\
&= K_M(r_*)^{-3} (E_*)^2 \exp[-(1 - \gamma_1)E/(kT)], \quad (18) \\
N_B(E, R, r) &= K_B(r_*)^{-3} \exp[-(1 - \gamma_1)E/(kT)].
\end{aligned}$$

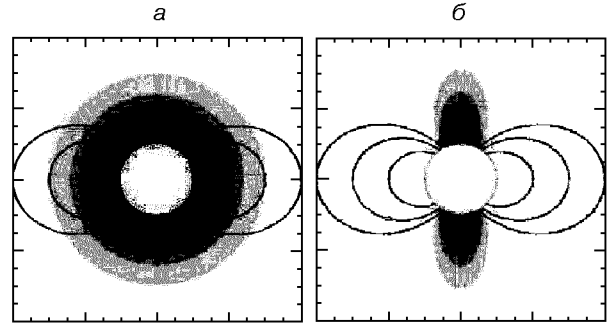
Тут

$$\begin{aligned}
\gamma_1 &= A_2(\theta) F(R, R_*) r^{-6} E, \\
\beta_p &= A_1(\theta) (\gamma - 1), \\
\beta_M &= A_1(\theta) [E/(kT \ln E_* - 3)], \\
\beta_B &= A_1(\theta) [E/(kT \ln E_* - 1)], \\
A_1 &= 5k_1 f_1(\theta)/3, \\
A_2(\theta) &= \frac{e^4}{6m^4 c^7} (F_0)^2 g(\theta) (2GM)^{-1/2}, \\
R_* &= R_0/R, \quad r_* = r_0/r, \quad E_* = E_0/E.
\end{aligned}$$

Рівняння (17) визначають спектр заряджених частинок у магнітосфері та його еволюцію у ході колапсу для випадку, коли втратами енергії можна знехтувати, рівняння (18) — для випадку, коли магнітогальмієві втрати домінують і визначають еволюцію спектру.

Результати чисельних розрахунків зміни спектру заряджених частинок (17) під час колапсу (внаслідок зміни радіуса R) для різних областей магнітосфери (у залежності від кута ν) показують, що у ході гравітаційного колапсу, коли зірка стискається, відбувається суттєва зміна форми магнітосфери. Якщо на початку колапсу зірка буде мати сферично-симетричну магнітосферу, яка містить заряджені частинки із розподілами (16) (рисунок), то у ході колапсу магнітосфера трансформується, і у ній утворюються полярні струмені (джети), густина у яких збільшується у мільйони разів порівняно із початковою густиною.

У ході колапсу із збільшенням магнітного поля збільшується також енергія частинок. Оцінимо максимальну енергію, до якої можуть прискорюватись заряджені частки у магнітосфері колапсуючої зірки внаслідок бетатронного механізму. Для цього можна використовувати метод адіабатичних інваріантів. Цей метод справедливий тоді, коли швидкість зміни магнітного поля є набагато меншою від швидкості обертання заряджених часток навколо силових ліній магнітного поля. Детальні дослідження [20] по-



Релятивістські джети у магнітосфері колапсуючої зірки: *a* — початковий вигляд магнітосфери ($R/R_0 = 1$), *b* — вигляд магнітосфери для колапсуючої зірки у момент, коли радіус зірки зменшився у 10 разів ($R/R_0 = 0.1$)

казують, що ця умова дуже добре виконується у магнітосфері колапсуючої зірки. У такому випадку для заряджених частинок у ході колапсу зберігаються адіабатичні інваріанти, тому для оцінки максимальної енергії прискорених при колапсі часток ми можемо скористатися співвідношеннями

$$E_m = (B_m/B_0)E_0$$

— для нерелятивістських часток, і

$$E_m = (B_m/B_0)^{1/2}E_0$$

— для релятивістських часток.

Тут E_0 , B_0 і E_m , B_m — енергія зарядженої частки і магнітне поле на початку і в кінці колапсу зірки. Ми вже зазначали, що внаслідок колапсу зірки її магнітне поле може збільшитись у порівнянні із початковим у 10^{12} разів. У такому випадку початкова енергія заряджених часток на прикінцевих стадіях колапсу буде збільшуватись до

$$E_m = 10^{12}E_0$$

— для нерелятивістських часток,

$$E_m = 10^6E_0$$

— для релятивістських часток.

Як бачимо, в результаті гравітаційного колапсу зірки у її магнітосфері відбувається дуже значне прискорення заряджених часток (енергія часток збільшується у мільярди разів). Спочатку відбувається дуже швидке прискорення нерелятивістських частинок до релятивістських енергій, а потім збільшення енергії сповільнюється.

Таблиця 2. Значення $I_{\nu P}/I_{\nu P0}$ для різних R_* та γ для $\nu/\nu_0 = 1$

R_*	$I_{\nu P}/I_{\nu P0}$						
	$\gamma = 2.2$	2.4	2.6	2.8	3.0	3.2	3.4
10	2.02	4.75	12	32.6	93.7	281	864
20	2.63	8.2	29.5	117	494	2170	9740
40	3.37	14.6	76.1	443	2740	17500	$1.15 \cdot 10^5$
60	3.92	20.7	135	981	7570	60300	$4.91 \cdot 10^5$
80	4.36	26.7	203	1740	15700	$1.46 \cdot 10^5$	$1.38 \cdot 10^6$
100	4.75	32.7	281	2710	27600	$2.89 \cdot 10^5$	$3.09 \cdot 10^6$

Таким чином, у ході колапсу зірки у полярних областях магнітосфери утворюються релятивістські джети великої густини.

**НЕТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ
У МАГНІТОСФЕРІ**

Вище було показано, що у ході колапсу відбувається дуже швидке зростання магнітного поля зірки і прискорення заряджених частинок до релятивістських енергій. Рухаючись у магнітному полі, ці частинки генерують магнітогальмівне випромінювання, інтенсивність якого визначається першим параметром Стокса [4]. Розглянемо випадок, коли спектр частинок у магнітосфері має вигляд (17). Цей випадок характерний для початкових стадій колапсу зірки, коли відбувається швидке прискорення частинок, і спектр частинок визначається бетатронним механізмом прискорення. У цьому випадку співвідношення між потоком випромінювання на частоті ν від колапсуючої зірки із радіусом R і початковим потоком $I_{\nu P0}$, $I_{\nu M0}$, $I_{\nu B0}$ (який спостерігається на частоті ν_0), для степеневого, релятивістського максвеллівського і больцманівського розподілів спектру [21] мають вигляд

$$\begin{aligned} \frac{I_{\nu P}}{I_{\nu P0}} &= r_*^3 \nu_*^{(\gamma-1)/2} R_*^{\gamma-2} \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty R_*^{\Delta} (1^{\gamma-2}) \sin\theta d\theta dE, \\ \frac{I_{\nu M}}{I_{\nu M0}} &= \frac{r_*^3 \nu_*}{R_*^3 kT} \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty R_*^{-\beta M} \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \sin\theta d\theta dE, \quad (19) \\ \frac{I_{\nu B}}{I_{\nu B0}} &= \frac{r_*^3 \nu_* kT}{R_*^3} \int_0^{\pi/2} \int_0^\infty R_*^{-\beta B} E^{-2} \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \sin\theta d\theta dE. \end{aligned}$$

Тут $\nu_* = \nu_0/\nu$ — відношення частоти ν_0 , на якій

спостерігається випромінювання у початковий момент колапсу (для $R = R_0$), і частоти випромінювання ν у момент, коли радіус зірки має значення R .

Використовуючи рівняння (19), можна обчислювати потік випромінювання від магнітосфери небесного тіла зі змінним магнітним полем. Чисельні значення цих потоків для різних значень R_* , γ та енергії $1 \text{ eV} \leq kT \leq 4 \text{ eV}$ приведені у табл. 2, 3. Ці значення отримані в роботах [21—23] у результаті чисельного інтегрування рівнянь (19) для $2 \text{ eV} \leq E \leq 10^9 \text{ eV}$, $0 \leq \theta \leq \pi/2$ для різних R_* , γ та kT .

Як бачимо із отриманих результатів (табл. 2 і 3), інтенсивність випромінювання від колапсуючої зірки дуже швидко збільшується у ході колапсу. За декілька секунд (саме стільки часу потрібно, аби радіус зірки зменшився у десятки разів), інтенсивність випромінювання збільшується у мільйони разів. При цьому швидкість зростання інтенсивності випромінювання залежить від форми спектру. Інтенсивність випромінювання частинок із максвеллівським та больцманівським спектрами збільшується значно швидше, ніж для частинок із степеневим спектром. Із табл. 3 видно, що вже на початкових стадіях колапсу, коли радіус зірки зменшується лише у десятки разів, інтенсивність випромінювання частинок із максвеллівським та больцманівським спектрами збільшується у мільйони разів. Для степеневого спектру (табл. 2) швидкість збільшення інтенсивності сильно залежить від показника степеня γ . Найшвидше збільшується інтенсивність випромінювання частинок із крутими спектрами (із великими значеннями γ). Для частинок із характерними для космічних променів значеннями $\gamma = 2.7\text{—}2.8$ інтенсивність випромінювання збіль-

Таблиця 3. Значення $I_{\nu B}/I_{\nu B0}$ і $I_{\nu M}/I_{\nu M0}$ для різних R_* при $\nu/\nu_0 = 1$ і $1 \text{ eV} \leq kT \leq 4 \text{ eV}$

R_*	$I_{\nu B}/I_{\nu B0}$	$I_{\nu M}/I_{\nu M0}$	R_*	$I_{\nu B}/I_{\nu B0}$	$I_{\nu M}/I_{\nu M0}$	R_*	$I_{\nu B}/I_{\nu B0}$	$I_{\nu M}/I_{\nu M0}$
$kT = 1 \text{ eV}$			$kT = 2 \text{ eV}$			$kT = 4 \text{ eV}$		
34	16.4	1.11	60	4.44	1	105	2.8	1
36	86.2	6.04	65	70.8	1.43	110	17.1	1
38	491	35.2	70	1340	27.7	115	111	1
40	3010	221	75	29700	626	120	770	4.3
42	19800	1480	80	$7.64 \cdot 10^5$	16400	125	5660	31.9
44	$1.40 \cdot 10^5$	10600	85	$2.26 \cdot 10^7$	$4.92 \cdot 10^5$	130	44100	250
46	$1.05 \cdot 10^6$	80900	90	$7.67 \cdot 10^8$	$1.69 \cdot 10^7$	135	$3.63 \cdot 10^5$	$2.07 \cdot 10^3$
48	$8.35 \cdot 10^6$	$6.54 \cdot 10^5$	95	$2.96 \cdot 10^{10}$	$6.58 \cdot 10^8$	140	$3.15 \cdot 10^6$	$1.81 \cdot 10^4$
50	$7.06 \cdot 10^7$	$5.61 \cdot 10^6$	100	$1.29 \cdot 10^{12}$	$2.89 \cdot 10^{10}$	145	$2.88 \cdot 10^7$	$1.67 \cdot 10^5$

шується на початкових стадіях колапсу у тисячі разів.

Таким чином, колапсуючі зорі повинні бути потужними джерелами нетеплового імпульсного випромінювання у всьому діапазоні частот — від гамма- до радіочастот. Це випромінювання може бути зареєстроване сучасними наземними і супутниковими телескопами.

ВИСНОВКИ

Із розрахунків випливає, що у результаті колапсу намагніченої зірки буде відбуватися прискорення заряджених частинок до релятивістських енергій. При цьому у полярних областях магнітосфери колапсуючої зірки виникають релятивістські джети. Ці джети будуть генерувати нетеплове електромагнітне випромінювання у всьому діапазоні частот — від радіохвиль до гамма-променів. Таким чином, колапсуючі зірки будуть потужними джерелами нетеплового електромагнітного випромінювання. Це випромінювання буде спостерігатись у вигляді імпульсів із тривалістю, рівною тривалості колапсу. Такі імпульси слід шукати у першу чергу серед так званих гамма-барстерів, які спостерігаються за допомогою космічних телескопів.

1. Альвен Г., Фельдхаммер К. Г. Космическая электродинамика. — М.: Мир, 1967.—260 с.
2. Бахарева М. Ф., Тверской Б. А. Вариации энергии частиц в переменном межпланетном магнитном поле // Геомагнетизм и аэрономия.—1981.—21, № 3.—

С. 401—411.

3. Гинзбург В. Л. О магнитных полях коллапсирующих звезд и природе сверхзвезд // Доклады АН СССР.—1964.—156, № 1.— С. 43—46.
4. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.—384 с.
5. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Теория тяготения и эволюция звезд. — М.: Наука, 1977.—494 с.
6. Манчестер Р. Н., Тейлор Д. Н. Пульсары. — М.: Мир, 1980.—292 с.
7. Смит Ф. Пульсары. — М.: Мир, 1979.—267 с.
8. Шапиро С., Тюкольски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. Физика компактных объектов. — М.: Мир, 1985.—665 с.
9. Angel J. R. P. Magnetism in white dwarfs // Annu. Rev. Astron. and Astrophys.—1978.—16.—P. 487—519.
10. Arnett W. D. Gravitational collapse of evolved stars as a problem in physics // Sources of gravitational radiation / Ed. Smarr. — Cambridge, 1979.—P. 163—174.
11. Bosnjak Z. A., Celotti G., Ghirlanda M., et al. GAMMA-ray bursts associated with supernovae: a systematic analysis of BATSE GRB candidates // Astron. and Astrophys.—2006.—447, N 1.—P. 121—132.
12. Fryer C. L., Heger A. Binary merger progenitors for GAMMA-ray bursts and hypernovae // Astrophys. J.—2005.—623, N 1.—P. 302—313
13. Goldreich P., Julian W. H. Pulsar electrodynamics // Astrophys. J.—1969.—157, N 2.—P. 869—880.
14. Goldreich P., Weber S. Homologously collapsing stellar cores // Astrophys. J.—1980.—238, N 3.—P. 991—997.
15. 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.
16. 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.
17. 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.
18. Henriksen R. N., Chau W. Y., Chau K. L. Magnetic dipole radiation from an exploding or collapsing magnetised rotating spheroid // *Astrophys. J.*—1979.—227, N 3.—P. 1013—1018.
 19. 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.
 20. Kryvdyk V. High-energy emission from presupernova // *Adv. Space Res.*—2004.—33, N 2.—P. 484—486.
 21. Kryvdyk V. Radiation bursts from a presupernova collapsar // *Springer Proc. Phys.*—2005.—99.—P. 215—216.
 22. Kryvdyk V., Agapitov A. Heterogeneous magnetosphere of accretion-induced collapsing white dwarfs // *ASP Conf. Ser.*—2005.—330.—P. 277—280.
 23. Kryvdyk V. G., Agapitov O. V. Heterogeneous magnetosphere of collapsing star // *ASP Conf. Ser.*—2005.—330.—P. 415—416.
 24. Meszaros P. Theories of gamma-ray bursts // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—2002.—40.—P. 137—169.
 25. Morley P. D., Schmidt I. Electromagnetic pulse from final gravitational stellar collapse // *Astron. and Astrophys.*—2002.—384, N 2.—P. 899—907.
 26. Mizuno Y., Yamada S., Koide S., Shibata K. General relativistic MHD simulations of the gravitational collapse of a rotating star with magnetic field as a model of GAMMA-ray bursts // *Astrophys. J.*—2004.—606, N 1.—P. 395—412
 27. Nomoto Ken'ichi, Maeda Keiichi, Tominaga Nozomu. Hypernovae and GAMMA-ray bursts // *Astrophys. J. Suppl. Ser.*—2005.—298, N 1.—P. 81—86.
 28. Ruffini Remo, Fraschetti F., Vitagliano L., She-Sheng X.

Observational signatures of an electromagnetic overcritical gravitational collapse // *Intern. J. Modern Phys. D.*—2005.—14, N 1.—P. 131—142.

29. Umeda Hideyuki, Tominaga Nozomu, Maeda Keiichi, Nomoto Ken'ichi. Precursors and main-bursts of GAMMA ray bursts in a hypernova scenario // *Astrophys. Lett.*—2005.—633, N 1.—P. L17—L20.
30. Woosley S. E., Heger A. The progenitor stars of GAMMA-ray bursts // *Astrophys. J.*—2006.—637, N 2.—P. 914—921.

PARTICLES DYNAMICS AND THEIR NON-THERMAL RADIATION IN HETEROGENEOUS MAGNETOSPHERE WITH VARIABLE MAGNETIC FIELD

V. G. Kryvdyk

A particles dynamics, their acceleration and the non-thermal radiation in the magnetospheres of sky bodies with the heterogeneous particles distribution are investigated for the certain initial particles distribution in the magnetosphere. It is shown that charged particles will accelerate in variable magnetic fields and will generate the non-thermal electromagnetic radiation. It is demonstrated that the celestial bodies with variable magnetic fields must be powerful sources of the non-thermal electromagnetic radiation which can be observed by means of ground-based and space instruments. The values of the flux radiation depend on the distance to sky bodies, on the value of their magnetic fields and on the particles spectrum in the magnetosphere.