

УДК 524.1

**В. Г. Кривдик**

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

**Прискорення заряджених частинок у магнітосфері  
колапсуючої зірки та їхнє нетеплове електромагнітне  
випромінювання**

*Досліджуються процеси трансформації магнітного поля та плазми у неоднорідних магнітосферах колапсуючих зірок із початковим дипольним магнітним полем і певними початковими енергетичними розподілами часток у магнітосфері — степеневим, релятивістським максвеллівським та больцманівським. Розглядається бетатронний механізм прискорення заряджених частинок у магнітосфері колапсуючої зірки. Коли намагнічена 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. Прискорення частинок у ході колапсу відбувається в основному у полярних областях магнітосфери, що спричиняє формування полярних релятивістських струменів (джетів). Рухаючись у магнітному полі, ці частинки будуть генерувати нетеплове електромагнітне випромінювання у широкому діапазоні частот — від радіо до гамма-частот. Таким чином, на стадії гравітаційного колапсу у магнітосферах зірок формуються релятивістські струмені, які будуть потужними джерелами нетеплового електромагнітного випромінювання.*

*УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТОСФЕРЕ КОЛЛАПСИРУЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ И ИХ НЕТЕПЛОВОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, Кривдик В. Г. — Исследуются трансформация магнитного поля и плазмы у неоднородных магнитосферах коллапсирующих звезд с начальным дипольным магнитным полем и определенными начальными энергетическими распределениями час-*

тиц в магнитосфере — степенным, релятивистским максвелловским и больцмановским. Рассматривается бетатронный механизм ускорения заряженных частиц в магнитосфере коллапсирующей звезды. Когда замагниченная звезда сжимается на стадии гравитационного коллапса, магнитное поле сильно возрастает. Это переменное магнитное поле генерирует вихревое электрическое поле. Расчеты показывают, что 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. Ускорение частиц в ходе коллапса происходит в основном в полярных областях магнитосферы, что приводит к формированию полярных релятивистских струй (джетов). Двигаясь в магнитном поле, эти частицы будут генерировать нетепловое электромагнитное излучение в широком диапазоне частот — от радио- к гамма-частотам. Таким образом, на стадии гравитационного коллапса в магнитосферах звезд формируются релятивистские струи, которые будут мощными источниками нетеплового электромагнитного излучения.

*THE ACCELERATION OF CHARGED PARTICLES IN THE MAGNETOSPHERE OF A COLLAPSING STAR AND THEIR NONTHERMAL ELECTROMAGNETIC RADIATION, by Kryvdyk V. G. — We investigated the transformation of magnetic fields and plasma in heterogeneous magnetospheres of collapsing stars with initial dipole magnetic fields and a certain initial energy distribution of charged particles in a magnetosphere (the power-series, relativistic Maxwell, and Boltzmann distributions). The betatron mechanism for the particle acceleration in heterogeneous magnetospheres of collapsing stars is considered. As the magnetosphere of a star is compressed under the collapse, the magnetic field of the star grows considerably. This variable magnetic field generates the cyclic electric field. It follows from our calculations that the electric field will accelerate charged particles to relativistic energy. Thus collapsing stars can be sources of high-energy cosmic rays both in our Galaxy and in other galaxies. The particle acceleration takes place mainly in the magnetosphere polar caps, which results in the generation of polar relativistic jets. Moving in magnetic fields, these particles will generate the nonthermal electromagnetic radiation over a wide range of wavelengths, from radio waves to gamma-radiation. Hence, relativistic jets are formed in the magnetospheres of collapsing stars and can be powerful sources of nonthermal electromagnetic radiation.*

## ВСТУП

Теоретичні дослідження фізики колапсу зірок як однієї із стадій їхньої еволюції, коли вони втрачають рівновагу і стискаються під дією власного гравітаційного поля, тривають більш ніж піввіку. Проте до цих

пiр не знайдено жодних прямих спостережних свiдчень цього процесу. Модельнi розрахунки вказують на те, що у ходi гравiтацiйного колапсу зiрок повиннi генеруватися нейтрино, а також гравiтацiйне та електромагнiтне випромiнювання, якi можна було б зареєструвати.

На сьогодні розроблено кілька типів моделей генерації електромагнітного випромінювання під час колапсу. Перший тип моделей пов'язаний із процесами випромінювання при колапсі зiрок у подвійних зоряних системах, у яких один із компаньйонів є масивна зiрка, а другий — компактний об'єкт типу білого карлика, нейтронної зiрки або чорної дiрки [9, 16, 52, 54, 55, 70, 71, 73]. У такій системі відбувається акреція речовини від масивної зiрки до компактного об'єкта, що призводить до генерації випромінювання. Другий тип об'єктів, якi можуть генерувати електромагнiтне випромiнювання — це подвійні системи, у яких відбувається злиття двох компактних об'єктів типу нейтронних зiрок [9, 16, 59, 64]. При цьому відбувається генерація потужного імпульсу випромінювання, який зумовлений прискоренням речовини на ударних хвилях. Третій тип об'єктів, у яких може відбуватися генерація електромагнітного випромінювання — це надмасивні чорні дiрки у центральних областях галактик, на якi відбувається акреція газу або навіть зiрок [35, 38]. При цьому у ядрах активних галактик відбувається прискорення речовини до релятивістських енергій на ударних хвилях і генерація потужного нетеплового випромінювання, яке спостерігається у центральних областях галактик.

У розглянутих вище моделях гамма-кванти високих енергій випромінюються внаслідок процесів анiгiляцiї пар нейтрино-антинейтрино, якi утворюють електрон-позитронні пари, що у свою чергу розпадаються із утворенням гамма-квантів ( $\bar{\nu} e^+ e^-$ ).

Крім такого типу випромінювання, при колапсі зiрки вона як ціле генерує імпульс електромагнітного випромінювання та гравітаційні хвилі. Генерація випромінювання може відбуватися також і при колапсі одиночних зiр, особливо масивних зiр із сильними магнітними полями (так званих магнетарів). Колапс масивних зiр (у яких маса ядра  $M > 10M_{\odot}$ ) може проходити безпосередньо до чорної дiрки без вибуху ядра і утворення наднової зiрки [47, 48].

У роботах [32—34, 52] на основі чисельних розрахунків хвильових рівнянь були отримані спектри і енергія для гравітаційного та електромагнітного випромінювання, яке генерується при релятивістському колапсі зiрок із магнітними полями. Розрахунки показали, що випромінювання не залежить від динаміки колапсу всередині зiрки. У роботі [36] було розраховано дипольне випромінювання від колапсуючого однорідного сфероїда із постійним обертанням. Виявилось, що при колапсі об'єкта із масою  $1.4M_{\odot}$ , початковою густиною  $10^9 \text{ г/см}^3$  і магнітним полем 1 Тл до чорної дiрки енергія дипольного електромагнітного випромінювання становитиме  $2.4 \cdot 10^{33} \text{ Дж/с}$ . Однак частота цього випромінювання (1 кГц) є надто низькою, аби воно могло бути зареєстроване наземними телескопами.

У роботі [59] було розраховано формування акреційних торів при злитті двох нейтронних зірок, у результаті чого утворюється компактний залишок із масою  $3M_{\odot}$ , який потім колапсує до чорної дірки. Після злиття нейтронних зірок відбувається утворення торів і випромінювання нейтрино із загальною енергією біля  $10^{46}$  Дж/с. Вклад енергії випромінювання від анігіляції нейтрино-антинейтрино у торах складає  $(3-5) 10^{43}$  Дж/с із тривалістю випромінювання 0.02—0.1 с. Було показано, що нейтрино-антинейтринна анігіляція під час акреції на чорну дірку, яка утворюється після злиття нейтронних зірок, може забезпечити достатню енергію для слабких короткоперіодичних гамма-спалахів.

У роботі [47] досліджувалась еволюція гелієвих зірок із масою  $M > M_{\odot}$ , у яких при колапсі залізного ядра не утворюється достатньо потужної ударної хвилі, яка може виходити назовні, натомість утворюється чорна дірка. Вивчалось формування акреційних дисків та сильних релятивістських джетів у полярних областях. Після того як джети виходять назовні через поверхню зірки, можуть виникнути релятивістські потоки. Ці потоки мають енергію близько  $10^{44}$  Дж/с. При цьому можуть генеруватися гамма-спалахи із тривалістю кілька секунд або менше.

Генерацію електромагнітного імпульсу під час гравітаційного колапсу зірки було розраховано у роботі [53] як для моделі зірки із середньою величиною ядра, у якому відбувається гідродинамічний відскік, так і для моделі зірки із масивним ядром, яка колапсує до чорної дірки. Показано, що повинно існувати два типи нейтронних зірок, розділених максимально допустимими масами — ті, що колапсують як одинокі зорі (із мінімальною динамічною масою), і ті, які колапсують у подвійних системах і у яких можлива акреція маси (із статичною масою нейтронної зірки). Отримано енергію електромагнітного випромінювання для зоряних об'єктів із відскоком у ядрі, які утворюють стабільні нейтронні зірки і масивні зоряні об'єкти, що колапсують безпосередньо до чорних дірок. Максимум цього випромінювання припадає на дуже низьку частоту (довжина хвилі порядку 2 км). Воно буде поглинатися у земній атмосфері і може спостерігатися лише на супутниках.

Еволюція електромагнітного поля магнітних зірок, які колапсують із стану спокою до чорної дірки Шварцшильда, розв'язувалась у рамках загальної теорії гравітації [19]. Припускалося, що протягом всього колапсу речовина зірки має нескінченну провідність і дипольне магнітне поле. Еволюція магнітного і електричного полів була визначена аналітично для речовини всередині зірки і чисельно для зовнішнього вакууму. Дослідження показали, що у ході колапсу поздовжнє магнітне поле буде трансформуватися у поперечні електромагнітні хвилі. Частина електромагнітного випромінювання захоплюється чорною діркою, а решта поширюється назовні на велику відстань.

Теоретичні дослідження з метою пояснення гамма-спалахів про-

вадилися також у роботах [60—62]. Розглядались процеси відбору енергії із колапсуючої зірки, квантові і загальнорелятивістські ефекти при утворенні матерії та антиматерії поблизу горизонту чорної дірки, а також фізика ультрарелятивістських ударних хвиль із лоренц-фактором  $\gamma > 100$ . Отримано такі нові результати: (i) можливість гравітаційного колапсу до чорної дірки зірок із критичною масою ядра  $M > 10M_{\odot}$ , яка очевидно відрізняється від значення критичної маси, визначеної у рамках моделей термоядерної еволюції зірок (білих карликів та нейтронних зірок); (ii) надзвичайно високу ефективність сферичного колапсу до чорної діри, де близько 99.99 % маси ядра колапсує, залишаючи незначний залишок; (iii) необхідність детального вивчення прикінцевих фаз термоядерної еволюції зірок, що колапсують до чорних дірок, і їхнього навколишнього оточення з метою уточнення можливості виникнення «гравітаційно індукованого колапсу». У цих роботах також розглядаються нові дослідження, які стосуються природи гамма-спалахів. Зроблено висновки, що: 1) базова структура гамма-спалахів є єдиною незмінною характеристикою, властивою для гамма-спалахів та післясвітінь; 2) довгоперіодичні гамма-спалахи є просто піками післясвітінь, і їхні варіації можуть пояснюватися неоднорідностями міжзоряного середовища; 3) короткі спалахи можуть бути ідентифіковані як власне гамма-спалах, тому ключова інформація про загальнорелятивістські ефекти і вакуумну поляризацію закодована у їхньому спектрі та варіаціях інтенсивності з часом. Ці гамма-спалахи випромінюються унаслідок процесів вакуумної поляризації у діосфері чорної дірки із утворенням оптично тонкої електрон-позитронної плазми, яка самоприскорюється. Теоретичне передбачення сигналу електромагнітного випромінювання у процесі гравітаційного колапсу ядра зірки до чорної дірки було досліджено у роботі [59]. Вивчались кінцеві фази гравітаційного колапсу, які призводять до формування чорної дірки із докритичним електромагнітним полем і формуванням вихідного імпульсу початково тонкої  $e^+e^-$ -фотонної плазми. Такий імпульс досягає прозорості для лоренц-фактора  $10^2—10^4$ . Знайдено чіткі ознаки утворення вихідного електромагнітного сигналу під час гравітаційного колапсу. У роботі [24] розглянуто колапс нейтронних зірок до чорних дірок у подвійних системах для пояснення моделей коротких гамма-спалахів. Виявилось, що акреції речовини із масою  $(0.1...1)M_{\odot}$  через порожнину Роше на нейтронну зірку із її компаньйона або внаслідок злиття нейтронної зірки із білим карликом у подвійній системі з малою масою буде достатньо, щоб перевищити критичну масу нейтронної зірки і спричинити її колапс до чорної дірки, що спричиняє генерацію короткого гамма-спалаху.

Двовимірне аксіально-симетричне магнітогідродинамічне моделювання колапсу зірки із масою  $40M_{\odot}$  для пояснення моделі колапсара як джерела гамма-спалахів проведено у роботі [26]. Досліджено формування акреційного диску навколо чорної дірки і утворення

джетів біля неї. В роботах [67, 68] запропоновано магнітний механізм для колімаційного вибуху масивних зірок, який стосується довгоперіодичних гамма-спалахів, рентгенівських спалахів та асиметричного колапсу ядра наднових. У цій моделі ядра масивних зірок, які обертаються, колапсують до колапсара із чорною діркою з акреційним диском або до мілісекундного магнетара. Колапс гіпермасивних нейтронних зірок як джерел коротких гамма-спалахів був розглянутий у роботі [64]. Гіпермасивна нейтронна зірка утворюється після поглинання нейтронної зірки у подвійній системі. Знайдено, що гіпермасивна нейтронна зірка зазнає “затриманого” колапсу до чорної дірки із обертанням у результаті переносу кутового моменту через магнітне гальмування і магніторотаційну нестійкість. Внаслідок цього виникає чорна дірка, оточена масивним гарячим тором із колімованим магнітним полем. Тор падає на чорну дірку із квазіпостійною швидкістю  $10M_{\odot}/c$ , а час існування тора — 10 мс. Температура тора досягає  $10^{12}$  К, що призводить до інтенсивного випромінювання нейтрино-антинейтрино. Цей сценарій колапсу є привабливим для пояснення генерації короткоперіодичних гамма-спалахів, гравітаційних хвиль та нейтрино. У роботі [25] провадилось двовимірне магнітогідродинамічне моделювання акреційно-індукованого колапсу білого карлика із масою  $1.92M_{\odot}$  із швидким обертанням. Визначено роль МГД-процесів після утворення протонейтронної зірки із мілісекундним періодом. Виявилось, що магнітне напруження може призвести до потужного вибуху із енергією декілька Бете і інжекцією маси  $0.1M_{\odot}$ . Ядро обертається після відскоку, і енергія обертання перетворюється у магнітну енергію, яка генерує сильний магнітно-колімаційний вітер.

Як бачимо, у всіх розглянутих моделях колапсу зірок загальним є генерація імпульсу електромагнітного випромінювання та утворення релятивістських струменів (джетів) у полярних областях магнітосфери. Існує багато моделей утворення релятивістських джетів при колапсі зірок. В роботах [21, 22] розглянуто модель, у якій прискорення релятивістських частинок і формування струменів відбувається на великих відстанях від чорної діри у замагніченому акреційному диску чорної діри, яка обертається. У моделі [35] релятивістські струмені генеруються у магнітосфері компактного об’єкта при колапсі масивних зірок до чорної діри. Модель утворення релятивістських струменів у акреційному плазмовому диску, який оточує чорну діру, розраховано в роботі [38]. Струмені виникають при інжекції плазми із диска, що тісно прилягає до чорної діри. Ці струмені мають дворівневу структуру, яка складається із швидких газових струменів всередині, що виникають внаслідок градієнта тиску, і повільних струменів, пов’язаних із пологішим магнітним полем у інших частинах диска. Струмені формуються внаслідок сильного збільшення тиску і формування ударної хвилі у диску через швидкі акреційні потоки.

У роботах [47, 48] розглянуто утворення релятивістських струменів протягом еволюції гелієвих зірок із масою  $M > 10M_{\odot}$ , у яких колапс

залізного ядра не продукує потужної ударної хвилі, яка може виходити назовні, а замість цього утворюється чорна дірка. У цій моделі релятивістські струмені утворюються внаслідок акреції у полярних областях і виходять назовні. У роботі [38] проаналізовано МГД-процеси та утворення наднової зірки і високоенергетичних транзієнтів при колапсі масивних зірок із обертанням. Релятивістські струмені у цій моделі виникають внаслідок акреції речовини із диска. У роботі [51] розраховано 2.5-вимірну загальну релятивістську МГД-модель гравітаційного колапсу масивної замагніченої зірки із обертанням і отримано, що внаслідок колапсу формуються дискові структури і генеруються струмені, спричинені відскоком ударної хвилі від ядра. Ці струмені прискорюються магнітним тиском і відцентровими силами. У роботі [27] розраховано двовимірну аксіально-симетричну МГД-модель колапсу масивної зірки, яка обертається ( $M = 40M_{\odot}$ ), досліджено процеси формування акреційного диску та струменів навколо чорної дірки. У роботі [49] у рамках загальнорелятивістської магнітної гідродинаміки досліджено утворення аксіально-симетричних течій у гарячій корональній магнітосфері шварцшильдової чорної дірки і навколишньому акреційному диску. Внаслідок колапсу утворюються релятивістські струмені у полярних областях, які поширюються вздовж полярних осей.

У даній роботі ми будемо розглядати нетепловий механізм генерації електромагнітного випромінювання. Це випромінювання виникає при колапсі зірок із початковим дипольним магнітним полем внаслідок того, що у ході колапсу намагніченої зірки відбувається значне збільшення магнітного поля у її магнітосфері. Змінне магнітне поле буде генерувати вихрове електричне поле, яке прискорюватиме заряджені частинки у магнітосфері до релятивістських енергій за рахунок бетатронного механізму. Рухаючись у магнітному полі, заряджені частинки будуть генерувати нетеплове електромагнітне випромінювання у широкому діапазоні — від гамма- до радіочастот. Це випромінювання є високочастотним, і може без поглинання розповсюджуватися від джерел випромінювання та реєструватися сучасними радіо-, гамма- та рентгенівськими телескопами.

Теоретичні дослідження показують [9, 16], що під час еволюції у надрах зірок відбувається поступове вигорання важких елементів ( ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{20}\text{Ne}$ ,  ${}^{32}\text{Si}$ ). У залежності від маси зірки можуть еволюціонувати до білого карлика, чи нейтронної зірки, чи чорної дірки. Білі карлики утворюються внаслідок еволюції зірок із початковими масами  $1 < M/M_{\odot} < 3 \dots 6$ . Це об'єкти із радіусами  $R \approx 0.1R_{\odot}$ , масами  $M < 1.3M_{\odot}$  і середньою густиною  $\approx 10^7 \text{ г/см}^3$ , внутрішній тиск у яких підтримується виродженим електронним газом. Розрахунки показують також, що температура всередині білих карликів не перевищує значення  $T = 8 \cdot 10^8 \text{ К}$ , при якому починається вигорання важчих, ніж вуглець, елементів. Тому ядра масивних білих карликів складаються в основному із  ${}^{12}\text{C}$  і  ${}^{16}\text{O}$ . Утворення білих карликів може супроводжу-

ватися викидом значної кількості маси зірки, яка буде спостерігатися у вигляді планетарних туманностей.

Еволюція масивніших зірок ( $3 \dots 6 < M/M_{\odot} < 5 \dots 8$ ) на кінцевих стадіях може реалізуватися за двома сценаріями. За першим сценарієм всередині зірки відбувається вигорання вуглецю  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{24}\text{Mg}$ , після чого її подальша еволюція може завершуватися або “кипінням” всередині ядра і його стисканням, або вибухом і розпорошенням ядра, або швидким ядерним вигоранням з неясною майбутньою еволюцією. За другим сценарієм зірка втрачає масу і в результаті пульсаційних процесів переходить до стадії білого карлика.

Еволюція наймасивніших зірок ( $5 < M/M_{\odot} < 70$ ) завершується утворенням нейтронних зірок або чорних дірок. У надрах таких зірок відбувається поступове вигорання елементів ( $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{32}\text{Si}$ ). Цей процес продовжується  $10^7$  років і закінчується утворенням об’єктів, центральні області яких складаються в основному із ядер  $^{56}\text{Fe}$  (ядер із максимальною енергією зв’язку на нуклон). Практично всі розрахунки дають аналогічні результати, які вказують на те, що у масивних зірках на кінцевих стадіях еволюції утворюються ядра з масою  $M \approx 1.5M_{\odot}$ , тиск у яких підтримується виродженим електронним газом. Це пояснюється тим [18], що внаслідок великого градієнта температури у ядрі виникають конвективні течії, які перемішують ядро і вирівнюють температуру у ньому. При цьому ядро стає більш-менш однорідним за хімічним складом. Після вигорання кремнію ядро зірки наближається до стану динамічної нестійкості, яка веде до гравітаційного колапсу. Це зв’язано із двома фізичними процесами — фотодисоціацією ядер заліза ( $^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow ^{13}\text{C} + 4n$ ) та нейтронізацією ядра за рахунок захоплення електронів протонами ядер ( $e^- + (Z, A) \rightarrow (Z-1, A) + \nu$ ;  $e^- + p \rightarrow n + \nu$ ). Внаслідок цих процесів тиск у ядрі знижується, що призводить до його стискання. Так починається гравітаційний колапс ядра. Розрахунки показують, що на деяких стадіях він протікає гомологічно, тобто його швидкість змінюється практично лінійно із радіусом, а моментальні профілі густини у різні моменти часу подібні за формою, хоча густина і зростає. Обґрунтування цієї моделі можна знайти у роботі Голдрейха та Вебера [29]. Колапс протікає дуже швидко і продовжується до тих пір, доки густина у центрі не сягне величини  $\rho \approx 2.8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ . Якщо густина у кілька разів перевищить цю величину, тиск у ядрі зростає настільки, що колапс припиняється. Внутрішня частина ядра “відскакує” від центра, в той час як його зовнішня частина продовжує падати на центр. Внаслідок цього виникає ударна хвиля, яка розповсюджується назовні. Характерна енергія цієї ударної хвилі у декілька разів перевищує величину  $10^{44}$  Дж. Поширюючись назовні, вона може змінювати напрям руху речовини на протилежний, внаслідок чого частина речовини може бути відірвана від зорі. Це явище ми будемо спостерігати як спалах наднової зірки. Чи завжди відбувається вибух зорі? Відповідь на це питання неоднозначна і є пред-



метом досліджень. Все залежить від того, чи компенсуються втрати енергії ударної хвилі (на випромінювання нейтрино і дисипацію атомних ядер) притоком кінетичної енергії падаючої речовини і дифузією нейтрино до фронту ударної хвилі [16]. Деякі дослідники [36] на основі детальних гідродинамічних розрахунків колапсу роблять висновок про невисоку ефективність ударної хвилі при спалаху наднової зірки. Тому питання про те, чи всі зорі еволюціонують із викидом значної частини своєї маси, залишається поки що нез'ясованим. Якщо зірка із масою  $M > 10M_{\odot}$  еволюціонує без вибуху і скидання маси, то на кінцевій стадії еволюції такої зірки утворюється чорна дірка. Так само еволюціонують зорі, маса ядра яких надто велика для утворення нейтронної зірки.

До цих пір ми розглядали моделі еволюції ізольованих, одиноких зірок. Дещо іншим шляхом еволюціонують зірки у тісних подвійних системах, де відбувається акреція речовини на компактні об'єкти (білі карлики або нейтронні зірки). У таких системах маси компактних об'єктів можуть значно збільшуватися протягом короткого часу, і їхня еволюція буде суттєво відрізнятися від еволюції одиноких об'єктів того ж класу. Наприклад, внаслідок зростання маси при акреції білих карликів у подвійних системах вони можуть у результаті так званого індукованого колапсу еволюціонувати до нейтронних зірок [52, 54, 55, 70, 71, 73].

Отже, кінцеві стадії еволюції зірки характеризуються катастрофічним стисканням (колапсом), внаслідок якого змінюється як внутрішня структура, так і магнітосфера зірки. Яким чином можна спостерігати ці стадії еволюції? Якщо кінцева еволюція зірок відбувається із викидом маси, то ці явища спостерігаються як планетарні туманності, спалахи нових та наднових зірок. Коли ж еволюція і колапс зірки не супроводжується значними викидами маси, спостерігати такі явища дуже важко. У цьому випадку на даний час запропоновано два способи для спостереження колапсуючої зірки. Перший із них базується на реєстрації нейтрино, що виникає і випромінюється під час колапсу. Перша і поки що єдина достовірна реєстрація нейтрино від наднової зірки була зроблена під час спалаху наднової SN1987A, який супроводжувався нейтринними сплесками на кількох детекторах нейтрино [2, 20, 37]. Другий спосіб ґрунтується на реєстрації електромагнітного та гравітаційного випромінювання, яке виникає при колапсі зірки. Теоретичні дослідження показують [5, 6, 32—34, 36, 44, 52], що при колапсі намагнічених зірок повинно генеруватися гравітаційне та електромагнітне випромінювання, причому основними гармоніками гравітаційного випромінювання є квадрупольні, а електромагнітного — дипольні. Але, на жаль, це випромінювання на сьогодні є лише предметом теоретичного дослідження, і його існування ще не підтверджене астрономічними спостереженнями. Це пояснюється тим, що частота колапсу зірок є надто малою, а фаза стискання зірки дуже короткою, тому вкрай важко виділити і ототожнити

електромагнітне випромінювання від окремої колапсуєчої зірки серед сплесків космічного випромінювання іншої природи, наприклад від подвійних систем із акрецією. Окрім того, це питання теоретично вивчене не настільки добре, аби чітко вказати на ті характеристики даного випромінювання, які вирізняли б його від випромінювання іншої природи. Тому дослідження процесів випромінювання при колапсі є на сьогодні актуальними, оскільки дасть змогу відповісти на питання, чи можна зареєструвати дане випромінювання, що дало б у свою чергу можливість безпосередньо вивчати фазу гравітаційного стискання зірки.

Нижче досліджується один із можливих механізмів електромагнітного випромінювання, яке виникає при колапсі зірки, а саме — магнітогальмівне випромінювання заряджених частинок у зовнішньому магнітному полі, що зростає у ході колапсу і прискорює ці частинки за рахунок бетатронного механізму.

### МАГНІТОСФЕРА КОЛАПСУЮЧОЇ ЗІРКИ

Як показують чисельні дослідження [5, 6, 32—34, 36, 44, 52], у ході колапсу зовнішнє електромагнітне поле колапсуєчої зірки змінюється згідно із законом

$$B_r = 2r^{-3}(t)\cos\theta, \quad B_\theta = r^{-3}(t)\sin\theta, \quad B_\phi = 0, \\ E_\theta = c^{-1}r^{-2}\frac{d}{dt}\sin\theta, \quad E_r = E_\phi = 0, \quad (1)$$

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

де  $(t) = (1/2)F_0 R(t)$  — магнітний момент зірки із радіусом  $R(t)$ , який змінюється з часом,  $B_r, B_\theta, B_\phi$  та  $E_r, E_\theta, E_\phi$  — компоненти магнітного та електричного полів,  $B(r, \theta, R)$  — повне магнітне поле,  $F_0 = 4 R_0^2 B_0$  — початковий магнітний потік зірки. Тут використовується сферична система координат, вісь  $z$  якої збігається з магнітною віссю диполя.

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

Внаслідок колапсу магнітосфера зірки стискається, за рахунок чого сильно збільшується магнітне поле. Це змінне магнітне поле буде генерувати електричне поле, яке прискорюватиме заряджені частинки до релятивістських енергій. Рухаючись у магнітному полі, ці частинки будуть генерувати нетеплове магнітогальмівне електромагнітне випромінювання.

Магнітосфера, поле якої описується рівняннями (1), може існувати лише за умови, коли на її структуру та динаміку частинок суттєво

не впливають такі фактори, як тиск частинок, їхні взаємні зіткнення та обертання зірки [10, 11, 39].

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  $B^2 / (8\pi) > 2/3$ . Для магнітосфери із дипольним магнітним полем  $B(r) = F_0 R r^{-3}$ , яка містить заряджені частинки з кінетичною енергією  $E$ , цю нерівність можна записати  $N_e > F_0^2 R^2 / (8\pi E r^6)$ . Для зірок на кінцевих стадіях еволюції (нейтронні зірки та білі карлики) типове значення магнітного потоку складає  $F_0 = 5 \cdot 10^{23}$  Гс см<sup>2</sup> [13—17]. При таких значеннях потоку вказана нерівність залишається справедливою для дуже щільних і протяжних магнітосфер, які містять релятивістські частинки з енергією  $E = 10^{12}$  еВ. Наприклад, для магнітосфери з радіусом  $r = 100R$  ця нерівність виконується до концентрації  $N_e = 10^{34}$  см<sup>-3</sup>. Така концентрація характерна для внутрішніх областей нейтронної зірки, а не для магнітосфери, для якої  $N_e = 10^{11} \dots 10^{14}$  см<sup>-3</sup> поблизу поверхні. Тому надалі ми не будемо враховувати вплив тиску частинок на структуру поля у магнітосфері колапсуючої зірки.

Ще одним чинником, який може впливати на динаміку частинок, є їхні взаємні зіткнення. Цей фактор можна не враховувати для магнітосфери зірки за умови, коли час  $t_c$  між зіткненнями частинок більший за тривалість  $t_k$  колапсу зірки. Для електронної плазми час між зіткненнями частинок дорівнює  $t_c = (cN_e e_e)^{-1}$ , де  $e_e = 10^{-25}$  см<sup>2</sup> — ефективний переріз взаємодії електронів [7]. Тривалість колапсу зірки можна знайти із закону вільного падіння

$$\frac{dR}{dt} = [2GM(R_* - 1) / (RR_*)]^{1/2},$$

звідки

$$t_k = (R / (2GM))^{1/2} [(R_* - 1)^{1/2} - \arcsin(1 - 1/R_*)]^{1/2}.$$

Тут  $R_* = R_0/R$  — безрозмірний радіус, який показує, у скільки разів зменшився радіус зірки під час колапсу,  $G$  — гравітаційна стала.

Із нерівності  $t_k < t_c$  випливає, що зіткнення у магнітосфері можна не враховувати до густини  $N_e = 3 \cdot 10^{14} t_k^{-1}$ . Для магнітосфери колапсуючої зірки із масою  $M = M_\odot$  на кінцевій стадії колапсу ( $R_* = R_0/R = 1000$ ,  $R = 10^6$  см), ця концентрація складає  $N_e = 10^{12} \dots 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, що перевищує типове значення густини для магнітосфери нейтронної зірки. Тому надалі ми не будемо враховувати вплив взаємних зіткнень між частинками на їхню динаміку.

Нарешті, розглянемо вплив обертання зірки на її зовнішнє електромагнітне поле. Внаслідок обертання зірки біля її поверхні виникає електричне поле  $E_{||} = c^{-1} BR$  (тут  $\omega$  — кутова частота обертання) [28]. Це поле, як і поле  $E$ , буде впливати на динаміку заряджених частинок

у магнітосфері. Відношення електричних полів  $E$  і  $E_{\parallel}$  біля поверхні зірки дорівнює

$$q = E / E_{\parallel} = P(2GM/R)^{1/2} / (2 \pi R^2),$$

і для  $M < 2M_{\odot}$ ,  $R = 10^6$  см,  $P = 1$  с складає  $q \approx 10^{10}$  ( $P$  — період обертання зірки). Як бачимо, вихрове електричне поле значно сильніше за електричне поле, обумовлене обертанням зірки. Тому можна не враховувати впливу обертання зірки на динаміку частинок у її магнітосфері.

Таким чином, плазму у магнітосфері колапсуючої зірки можна вважати вмороженою у магнітне поле і не враховувати зіткнень. У цьому випадку для дослідження руху частинок у магнітосфері можна скористатися методом дрейфового наближення. Цей метод можна використовувати, коли період зміни магнітного поля значно більший за період обертання частинки навколо силової лінії, тобто коли виконуються умови [2]

$$T_g B \gg \frac{B}{\dot{B}}, \quad T_g B \gg \frac{1}{|\text{grad}B|_l}, \quad B \gg \frac{1}{|\text{grad}B|_p}.$$

Тут  $T_g = 2 \pi m c / (eB)$  та  $T_p = 2 \pi m_p c / (eB)$  — період і радіус обертання частинки навколо силової лінії (період і радіус Лармора);  $l$  і  $p$  — відповідно паралельна і перпендикулярна до магнітного поля складові швидкості руху частинок;  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  — лоренц-фактор частинок;  $(\text{grad}B)_l$  і  $(\text{grad}B)_p$  — паралельна і перпендикулярна складові градієнта магнітного поля.

Ці умови дають змогу визначити відстані та енергії, для яких буде справедливим дрейфове наближення при дослідженні руху заряджених частинок у магнітосфері колапсуючої зірки. З урахуванням (1) отримаємо

$$\begin{aligned} r_1 &= r_1 \\ [e / (4 \pi m c)]^{1/3} (1 - 3 \cos^2 \theta)^{1/6} F_0^{1/3} [2GM(R-1)/R^4]^{1/6}, \\ r_2 &= \\ = [e / (4 \pi m c \gamma)]^{1/2} [(1 - 3 \cos^2 \theta) / (\cos^{1/2} \theta (3 - 5 \cos^2 \theta)^{1/2})] F_0^{1/2} R^{1/2}, \\ r_3 &= \\ = [e / (6 \pi m c \gamma_p)]^{1/2} [(1 - 3 \cos^2 \theta) / (\sin^{1/2} \theta (1 - \cos^2 \theta)^{1/2})] F_0^{1/2} R^{1/2}, \end{aligned}$$

Тут  $m c = E/c$ ,  $m c_l = E_l$ ,  $m c_p = E_p$  для релятивістських частинок та  $\gamma = 1$ ,  $m_l = (2E_l)^{1/2}$ ,  $m_p = (2E_p)^{1/2}$  для нерелятивістських частинок,  $E, E_l, E_p$  — відповідно повна енергія, поздовжня та поперечна складові енергії частинок).

У табл. 1 наведено мінімальні значення величин  $r_1, r_2, r_3$  для електронів у залежності від енергії частинок  $E$  та радіуса  $R$  для

**Таблиця 1.** Значення величин  $r_1, r_2, r_3$  для електронів в залежності від енергії частинок  $E$  та радіуса  $R$

$E, \text{MeV}$	$R = 10^8 \text{ см}$			$R = 10^7 \text{ см}$			$R = 10^6 \text{ см}$		
	$r_1$	$r_2$	$r_3$	$r_1$	$r_2$	$r_3$	$r_1$	$r_2$	$r_3$
0.01	$12$	$8 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{12}$
1	$8 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{13}$	$10^{11}$	$11$	$2 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10}$
100	$2 \cdot 10^{11}$	$3 \cdot 10^{11}$	$5 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{10}$	$10^{10}$	$2 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^9$
$10^4$	$4 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{11}$	$6 \cdot 10^9$	$10^9$	$2 \cdot 10^{10}$	$9 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^8$
$10^6$	$8 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{10}$	$10^9$	$10^8$	$2 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$
$10^8$	$2 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^9$	$3 \cdot 10^8$	$10^7$	$2 \cdot 10^8$	$4 \cdot 10^7$	$3 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^6$

вибраної раніше моделі колапсууючої зірки. Із даних табл. 1 можна визначити відстані  $r$  для області магнітосфери  $10^9 < r < 10^{13}$  см. На кінцевих стадіях колапсу ( $R = 10^6$  см) ця область обмежена відстанями  $3 \cdot 10^6 < r < 10^9$  см.

Таким чином, аналіз показує, що при дослідженні руху заряджених частинок у магнітосфері колапсууючої зірки методом теорії адиабатичних інваріантів можна користуватися у дуже широкому діапазоні енергій і відстаней.

### ПРИСКОРЕННЯ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У МАГНІТОСФЕРІ КОЛАПСУЮЧОЇ ЗІРКИ

Магнітне поле зірки змінюється згідно із законом (1), збільшуючись із зменшенням радіуса зірки і досягаючи дуже великих значень на кінцевих стадіях колапсу (до  $10^{12}$  Гс у нейтронних зірках). Енергія частинок змінюється внаслідок двох механізмів — бетатронного прискорення частинок електричним полем  $E$  і за рахунок магнітогальмівних втрат енергії.

Розглянемо детальніше процес прискорення заряджених частинок у магнітосфері колапсууючої зірки. У ході колапсу радіус зірки зменшується від початкового значення  $R_0$  до значення  $R_g$  (гравітаційний радіус Шварцшильда). На рух зарядженої частинки у магнітосфері колапсууючої зірки будуть впливати електромагнітне та гравітаційне поля. Оскільки співвідношення між електромагнітною і гравітаційною взаємодією досить велике ( $e/mc \approx 2 \cdot 10^7$ ), то практично протягом всього колапсу (за винятком хіба що області поблизу гравітаційного радіуса) впливом гравітаційного поля на рух зарядженої частинки можна знехтувати. У цьому випадку внаслідок бетатронного прискорення енергія частинок у ході колапсу змінюється за законом [4]

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{3} p \operatorname{div} \mathbf{u}, \quad (2)$$

де  $\mathbf{u} = cB^{-2}[\mathbf{E}\mathbf{B}]$ — дрейфова швидкість частинок,  $p$ — їхній імпульс,  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$ — електричне і магнітне поле. Для дипольного магнітного поля (1) отримаємо компоненти дрейфової швидкості

$$\begin{aligned} u_r &= \frac{1}{2} \left( \frac{R}{t} \right) \sin^2 \theta (1 - 3 \cos^2 \theta)^{-1/2}, \\ u_\theta &= \frac{1}{2} \left( \frac{R}{t} \right) \sin \theta \cos \theta (1 - 3 \cos^2 \theta)^{-1/2}, \\ u_\phi &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Підставляючи (2) у (3), отримаємо

$$\frac{dE}{dt} = \frac{5}{3} \left( \frac{R}{t} \right)^2 p f(\theta), \quad (4)$$

де  $f(\theta) = (3 \cos^4 \theta - 12 \cos^2 \theta + 1)(1 - 3 \cos^2 \theta)^{-2}$ .

Використовуючи закон вільного падіння і переходячи до нової змінної  $R = R(t)$ , для швидкості зміни енергії отримаємо

$$\frac{dE}{dR} = a_1(\theta) E R^{-1}. \quad (5)$$

Тут  $a_1(\theta) = (5/3) k_1 f(\theta)$ ,  $k_1 = 2$  та  $k_1 = 1$  відповідно для нерелятивістських та релятивістських частинок.

Інтегруючи рівняння (5), для заряджених частинок із початковою енергією  $E_0$  отримаємо

$$E/E_0 = E_* R_*^{a_1(\theta)}. \quad (6)$$

Показник степеня  $a_1(\theta)$  залежить від координати  $\theta$  і змінюється у межах  $3.33 > a_1(\theta) > 0.67$ . Для  $\theta_0 = 0.9$  (або  $50^\circ$ ) значення  $a_1(\theta) = 0$ .

Формула (5) визначає швидкість росту енергії частинок у змінному зовнішньому магнітному полі колапсуєчої зорі. У результаті

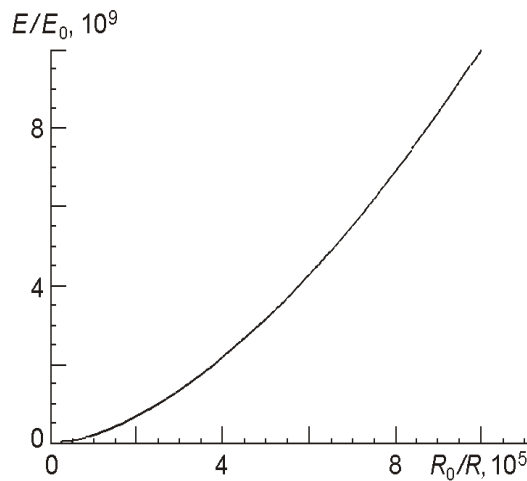


Рис. 1. Зміни енергії частинок у ході колапсу

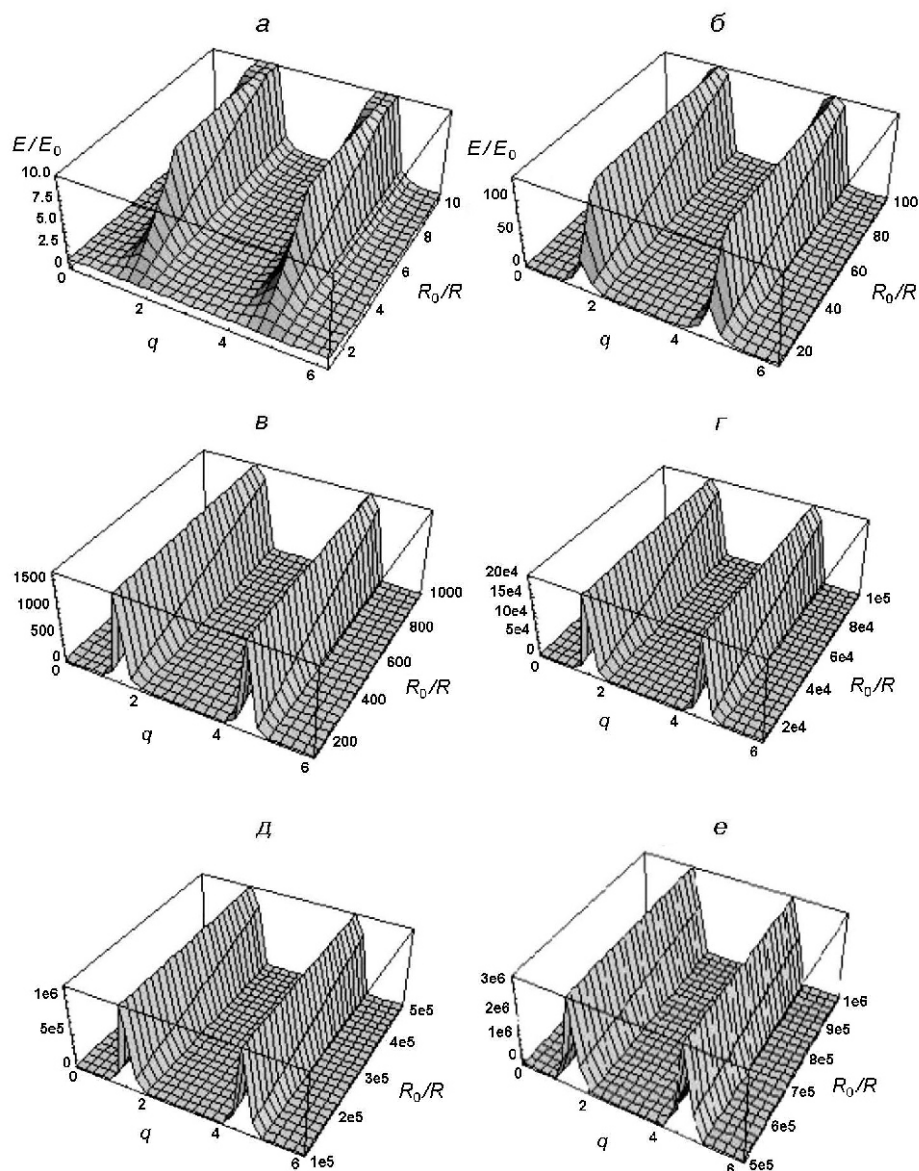


Рис. 2. Зміни енергії заряджених частинок у магнітосфері зірки на різних стадіях колапсу: а —  $R_0/R = 10$ , б —  $100$ , в —  $1000$ , г —  $10^4$ , д —  $10^5$ , е —  $5 \cdot 10^5$ .

гравітаційного колапсу зірки у її магнітосфері відбувається дуже значне прискорення заряджених частинок (рис. 1). Детальну картину зміни енергії заряджених частинок у магнітосфері колапсуючої зірки показано на рис. 2. Як видно, прискорення частинок відбувається у полярних областях колапсуючої зірки, і на кінцевих стадіях колапсу частинки у магнітосфері прискорюються до релятивістських енергій.

Дослідимо питання, до яких максимальних величин може збільшуватися енергія заряджених частинок внаслідок такого механізму.

Процес прискорення може припинитися внаслідок двох причин: 1) коли швидкість втрат енергії частинок внаслідок магнітогальмування починає перевищувати швидкість її приросту за рахунок прискорення і 2) коли гірорадіуси частинок стають більшими за розміри області прискорення, і магнітне поле не може більше втримувати частинки у цій області.

Спочатку розглянемо першу причину зупинки прискорення частинок. Зменшення енергії частинок за рахунок магнітогальмівних втрат визначається співвідношенням [3, 7]

$$\frac{dE}{dt}_s = \frac{2e^4}{3m^4c^7} B^2 E^2 \sin^2 \theta,$$

яке для нової змінної  $R(t)$  у дипольному магнітному полі має вигляд

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

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

Результуюча швидкість зміни енергії частинки внаслідок вказаних двох механізмів дорівнює

$$\begin{aligned} & \frac{dE}{dR} = \frac{dE}{dR}_a + \frac{dE}{dR}_s \\ & = \frac{5}{3} k_1 f(\theta) E \frac{e^4}{6m^4c^7} \sqrt{\frac{R_0}{2GMR(R_0 - 1)}} (F_0)^2 g(\theta) R^2 E^2 r^{-6}. \quad (8) \end{aligned}$$

Якщо позначити співвідношення між цими двома процесами величиною

$$Q = \frac{dE}{dR}_a \Big/ \frac{dE}{dR}_s,$$

то значенню  $Q = 1$  відповідає рівновага, коли енергія частинок не змінюється. При  $Q < 1$  енергія частинок зменшується, при  $Q > 1$  — збільшується. У табл. 2 приведено значення енергій, для яких виконується умова  $Q = 1$ . Ці значення енергії є максимальними, до яких можуть прискорюватися частинки у вибраній нами моделі колапсу. Для частинок з більшими енергіями будуть переважати магнітогальмівні втрати.

Другою причиною, яка може припинити процес прискорення зарядженої частинки у магнітосфері колапсуючої зірки, є вихід частинки із області прискорення. Це відбувається тоді, коли енергія частинки зростає до величини, при якій гірорадіус  $r_H$  частинки у магнітному полі стає більшим від радіуса  $R_a$  області прискорення. Гірорадіус зарядженої частинки із енергією, що змінюється за законом (6), буде змінюватися як



Таблиця 2. Значення енергії  $E$  (eV), для яких  $Q=1$  при різних значеннях  $R$  та  $r/R$

$r/R$	$R = 10^9$ см	$R = 10^8$ см	$R = 10^7$ см	$R = 10^6$ см
5	$4.6 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^7$	$4.6 \cdot 10^4$	$1.5 \cdot 10^2$
10	$3.0 \cdot 10^{11}$	$10^9$	$3.0 \cdot 10^6$	$10^4$
50	$4.6 \cdot 10^{14}$	$1.5 \cdot 10^{12}$	$4.6 \cdot 10^9$	$1.5 \cdot 10^7$
100	$3.0 \cdot 10^{17}$	$10^{15}$	$3.0 \cdot 10^{12}$	$10^{10}$

$$r_H = \frac{E}{150F_0(1 - 3\cos^2 \theta)^{1/2}} \frac{r^3}{R} = \frac{E_0}{150F_0(1 - 3\cos^2 \theta)^{1/2}} R_0^{a_1(\theta)} \frac{r^3}{R^{a_1(\theta) - 1}}. \quad (9)$$

Оскільки величина  $(1 - 3\cos^2 \theta)^{1/2} > 0$  для  $0 < \theta < \pi/2$ , надалі не будемо враховувати залежність гірорадіуса від кута  $\theta$ . Для зірок типове значення магнітного потоку становить  $F_0 = 5 \cdot 10^{23}$  Гс/см<sup>2</sup>. При таких значеннях магнітного потоку

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

Із співвідношення (10) 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, поки її гірорадіус  $r_H$  залишатиметься меншим за розміри області прискорення  $R_a$ :

$$r_H(r, R, E) = 10^{-26} E \frac{r^3}{R} < R_a. \quad (11)$$

Після досягнення  $r_H > R_a$  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  $r$ , розмір області прискорення  $R_a$  не повинен перевищувати розмірів області, яку займає магнітна лінія, тобто  $R_a < 2r$ .

Тому умова (11) виконується для частинок із енергією

$$E < 2 \cdot 10^{26} \frac{r}{R} \frac{1}{R}. \quad (12)$$

Оскільки  $r < R$ , то при заміні  $r = R$  нерівність (12) виконується протягом всього колапсу для всіх областей  $r < R$  у магнітосфері для частинок з енергією

$$E < 10^{26} R^{-1}. \quad (13)$$

У вибраній нами моделі радіус колапсуючої зірки змінюється у межах  $10^6 < R < 10^{11}$  см. Для такої моделі колапсуючої зірки у її

**Таблиця 3.** Значення максимальної енергії  $E_s$  (eВ), до якої можуть прискорюватися заряджені частинки у магнітосфері колапсуючої зірки на різних стадіях колапсу (для якої  $Q = 1$ ) та максимальної енергії  $E_r$  (eВ) частинок, які можуть утримуватися у різних областях магнітосфери (для якої  $r_H/R_a = 1$ ) для різних стадій колапсу ( $10^6 \leq R \leq 10^{10}$  см) у різних областях магнітосфери ( $5 \leq r/R \leq 1000$ )

$r/R$	$R = 10^{10}$ см		$R = 10^9$ см		$R = 10^8$ см		$R = 10^7$ см		$R = 10^6$ см	
	$E_s$	$E_r$	$E_s$	$E_r$	$E_s$	$E_r$	$E_s$	$E_r$	$E_s$	$E_r$
5	$2 \cdot 10^{11}$	$8 \cdot 10^{14}$	$5 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^{16}$	$5 \cdot 10^4$	$8 \cdot 10^{17}$	200	$8 \cdot 10^{18}$
10	$10^{13}$	$2 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{15}$	$10^9$	$2 \cdot 10^{16}$	$3 \cdot 10^6$	$2 \cdot 10^{17}$	$10^4$	$2 \cdot 10^{18}$
50	$2 \cdot 10^{16}$	$8 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{12}$	$8 \cdot 10^{14}$	$8 \cdot 10^9$	$8 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^7$	$8 \cdot 10^{16}$
100	$10^{19}$	$2 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{13}$	$10^{15}$	$2 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{15}$	$10^{10}$	$2 \cdot 10^{16}$
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	$10^{25}$	$2 \cdot 10^{10}$	$3 \cdot 10^{23}$	$2 \cdot 10^{11}$	$10^{21}$	$2 \cdot 10^{12}$	$3 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{13}$	$10^{16}$	$2 \cdot 10^{14}$

магнітосфері можуть утримуватися і прискорюватися заряджені частинки із енергією

$$10^{15} \leq E \leq 10^{20} \text{ eВ.} \tag{14}$$

У табл. 3 наведено значення енергій, для яких виконуються умови  $Q = 1$  та  $r_H/R_a = 1$ . 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 колапсуючої зірки і у внутрішніх областях магнітосфери (при малих значеннях  $r/R$ ), де магнітне поле має максимальне 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 ( $R = 10^9$  см) поблизу поверхні зірки ( $r/R = 5$ ) заряджені частинки можуть прискорюватися лише до енергії  $E = 10^{10}$  eВ, а у зовнішніх областях ( $r/R > 100$ ) — до енергії  $E > 10^{17}$  eВ. На середніх стадіях колапсу ( $10^7 \leq R \leq 10^8$  см), коли магнітне поле значно збільшується, втрати на синхротронне випромінювання зростають, і максимальна енергія, до якої можуть прискорюватись заряджені частинки, зменшується. На прикінцевій стадії колапсу ( $R = 10^6$  см) магнітне поле досягає максимальних значень (до  $B = 10^{12}$  Гс на поверхні колапсуючої зірки), і магнітогальмівні втрати стають максимальними. Тому на цій стадії значно зменшується максимальна енергія, до якої можуть прискорюватись заряджені частинки. Так, біля поверхні колапсуючої зірки заряджені частинки можуть прискорюватись лише до енергій  $E = 100$  eВ, 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 енергій  $10^{10} < E < 10^{16}$  еВ.

Отже, якщо не враховувати магнітогальмівних втрат, колапсуючі зірки могли б бути джерелами космічних променів аж до енергій  $10^{20}$  еВ. Але раніше ми бачили (табл. 1), що магнітогальмівні втрати суттєво обмежують максимальну енергію, до якої можуть прискорюватись частинки. Так, на початковій стадії колапсу ( $R = 10^{10}$  см) величина максимальної енергії, яка обмежується магнітогальмівними втратами, становить  $10^{11} < E < 10^{19}$  еВ для різних областей магнітосфери ( $5 < r/R < 100$ ). На цій стадії колапсу у магнітосфері можуть утримуватись частинки з енергією  $10^{12} < E < 10^{15}$  еВ (для  $5 < r/R < 100$ ). Таким чином, на початковій стадії колапсу, коли магнітне поле не досягає максимальних значень, заряджені частинки могли б прискорюватись до надвисоких енергій  $E < 10^{19}$  еВ, якби вони змогли втриматись у області прискорення. Але ми бачимо, що у магнітосфері колапсуючої зірки можуть утримуватись частинки лише з енергією  $E < 10^{12}$  еВ. Тому на початковій стадії колапсу заряджені частинки прискорюються до енергій  $E < 10^{12}$  еВ, а потім виходять із області прискорення, оскільки їхній гірорадіус стає більшим від області прискорення.

На середній стадії колапсу ( $R = 10^8$  см) найсприятливіші умови для прискорення заряджених частинок виникають у областях магнітосфери на відстані  $r = 100R$ , де частинки можуть прискорюватися до енергій  $10^{15}$  еВ, а утримуватись — 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 ( $5 < r/R < 1000$ ). У цих областях можуть утримуватись частинки із енергіями  $10^{11} < E < 10^{19}$  еВ. Отже, на прикінцевій стадії колапсу частинки можуть прискорюватись до енергій  $E < 2 \cdot 10^{14}$  еВ і утримуватись у зовнішніх областях магнітосфери ( $r = 100R$ ).

## ЕВОЛЮЦІЯ СПЕКТРУ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У МАГНІТОСФЕРІ

Динаміку частинок у магнітосфері із неоднорідним розподілом частинок можна досліджувати, використовуючи рівняння переносу частинок у регулярному магнітному полі [3, 7]:

$$\frac{N}{t} - \frac{N}{E} \frac{dE}{dt} - \frac{d}{dr} (N\mathbf{u}) = 0. \quad (15)$$

Тут  $\mathbf{u}$  — дрейфова швидкість частинок,  $N(E, r, t)$  — концентрація частинок.

Для дипольного магнітного поля (1) і дрейфової швидкості (3) рівняння (15) має вигляд

$$\frac{N}{t} - \frac{N}{E} \frac{dE}{dt} - \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (Nr^2 u_r) - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{d}{d\theta} (Nu \sin \theta) = 0. \quad (16)$$

Для нової змінної  $R = R(t)$  рівняння (16) має вигляд

$$\begin{aligned} \frac{N}{R} - \frac{1}{r^2} \frac{1}{R} f_2(\theta) - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (Nr^3) - \frac{1}{R \sin \theta} \frac{d}{d\theta} (Nf_3(\theta)) + \\ + \frac{N}{E} \frac{dE}{dR} = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Тут

$$f_2(\theta) = \frac{\sin^2 \theta}{1 - 3 \cos^2 \theta}, \quad f_3(\theta) = \frac{1 - 3 \cos^4 \theta}{(1 - 3 \cos^2 \theta)^2}.$$

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

$$\begin{aligned} N_p(E) &= K_p r^{-3} E^{-p}, \\ N_M(E) &= K_M r^{-3} E^2 \exp(-E/(kT)), \\ N_B(E) &= K_B r^{-3} \exp(-E/(kT)). \end{aligned} \quad (18)$$

Для дослідження динаміки частинок у магнітосфері необхідно розв'язати рівняння (17) із початковими спектрами (18). Отримати загальний розв'язок рівняння (17) практично неможливо, тому будемо розглядати два спеціальні випадки: і) коли втрати енергії не впливають на еволюцію спектру та ii) коли магнітогальмівні втрати визначають еволюцію спектру частинок.

Розв'язок рівняння (17) для цих двох випадків буде [39—43]

$$\begin{aligned} N_p^i(E, R, r) &= K_p (r_*)^{-3} (E_*)^{-p} R_*^{-p}, \\ N_M^i(E, R, r) &= K_M (r_*)^{-3} (E_*)^2 R_*^{-M} \exp(-E/(kT)), \\ N_B^i(E, R, r) &= K_B (r_*)^{-3} R_*^{-B} \exp(-E/(kT)), \\ N_p^{ii}(E, R, r) &= K_p (r_*)^{-3} \exp(-(1-p)E/(kT)), \\ N_M^{ii}(E, R, r) &= K_M (r_*)^{-3} (E_*)^2 \exp(-(1-p)E/(kT)), \\ N_B^{ii}(E, R, r) &= K_B (r_*)^{-3} \exp(-(1-p)E/(kT)). \end{aligned} \quad (19)$$

Тут

$$\begin{aligned} A_1 &= A_2(\theta) F(R, R_*) r^{-6} E, \\ A_p &= A_1(\theta) (1-p), \\ A_M &= A_1(\theta) [E/(kT) \ln E_*^{-3}], \end{aligned}$$

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

Рівняння (19) визначають спектр заряджених частинок у магнітосфері та його еволюцію у ході колапсу для випадку, коли втрати енергії можна знехтувати, рівняння (20) — для випадку, коли магнітогальмівні втрати домінують і визначають еволюцію спектру.

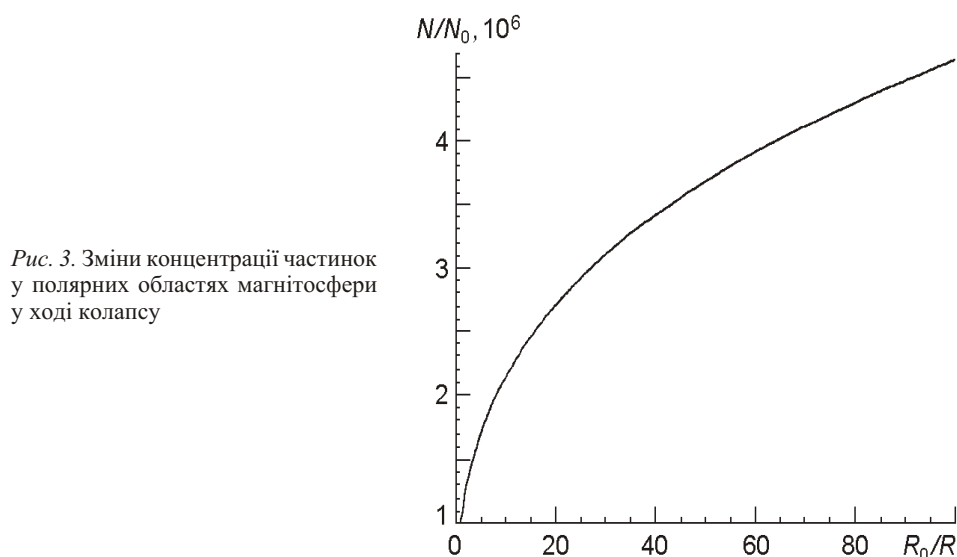


Рис. 3. Зміни концентрації частинок у полярних областях магнітосфери у ході колапсу

На рис. 3 та 4 показані результати чисельних розрахунків зміни концентрації заряджених частинок у магнітосфері у ході колапсу для різних областей магнітосфери. На рис. 5 показано напрямки швидкостей руху заряджених частинок, прискорених у магнітосфері колапсуючої зірки. Як видно, прискорення частинок відбувається у полярних областях вздовж полярних осей у напрямку від поверхні зірки.

Таким чином, у ході колапсу зірки у полярних областях магнітосфери утворюються релятивістські джети (рис. 6). Їхня густина у  $10^{13}$  разів перевищує початкову густину у магнітосфері.

### НЕТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ У МАГНІТОСФЕРІ КОЛАПСУЮЧОЇ ЗІРКИ

**Параметри Стокса для нетеплового випромінювання заряджених частинок.** Вище було показано, що у ході колапсу відбувається дуже швидко зростання магнітного поля зірки і прискорення заряджених частинок до релятивістських енергій. Рухаючись у магнітному полі, ці частинки будуть генерувати магнітогальмівне випромінювання. Як відомо, електромагнітне випромінювання від області із магнітним полем  $B(r, t)$ , що містить частинки із концентрацією  $N(E, r, t)$ ,

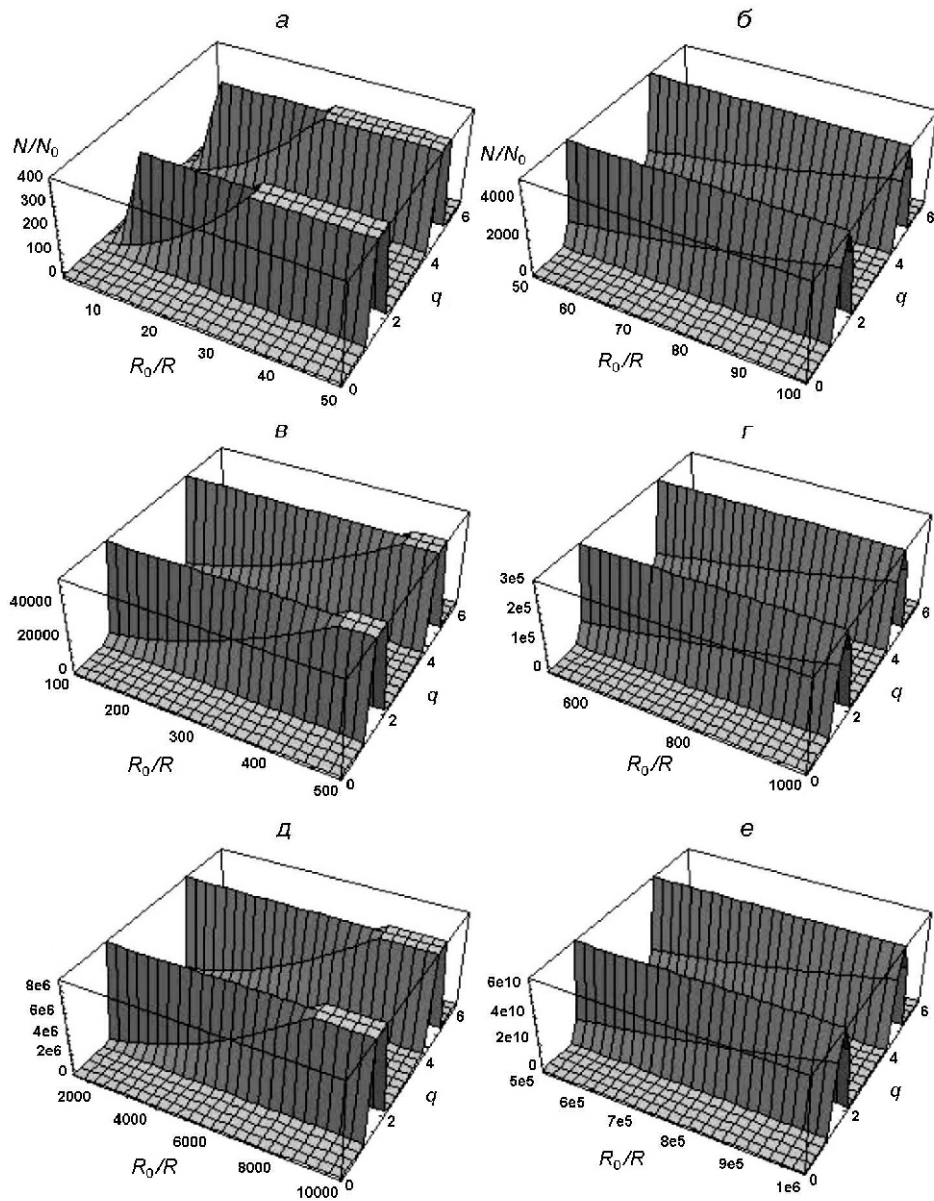


Рис. 4. Зміни концентрації заряджених частинок у полярних джетах у різні моменти колапсу: а—1  $R_0/R$ , б—50  $R_0/R$ , в—100  $R_0/R$ , г—500  $R_0/R$ , д—1000  $R_0/R$ , е—10000  $R_0/R$ , ф— $10^4 R_0/R$ , з— $10^6 R_0/R$

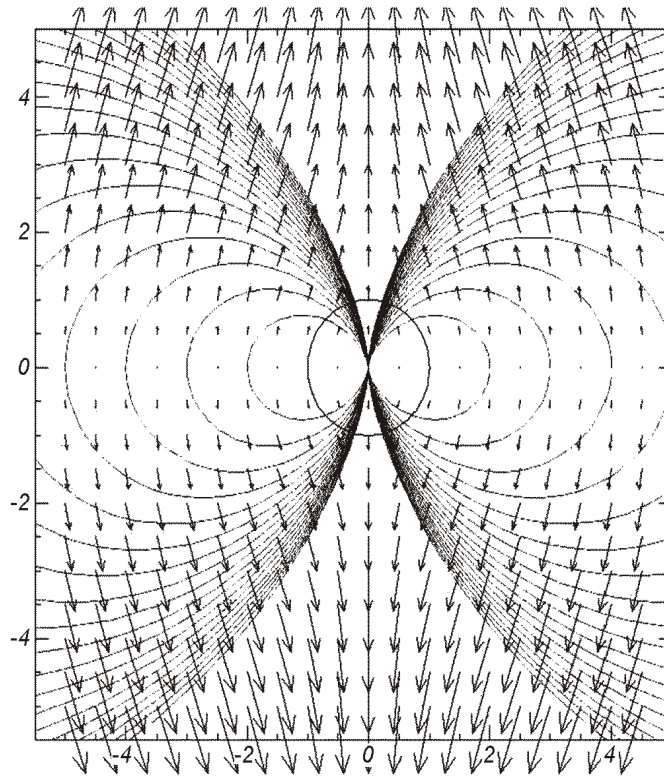
визначається параметрами Стокса [7]

$$I = c_0 r_0^2 N(E, r, t) B(r, t) \left( \frac{1}{c} \right) \sin dEdV K_{5/3}(x) dx, \quad (21)$$

$$Q = c_0 r_0^2 N(E, r, t) B(r, t) \left( \frac{1}{c} \right) \sin dEdV K_{2/3}(x) \cos 2, \quad (22)$$

$$U = c_0 r_0^2 N(E, r, t) B(r, t) \left( \frac{1}{c} \right) \sin dEdV K_{2/3}(x) \sin 2. \quad (23)$$

Рис. 5. Розподіл швидкостей прискорених частинок у магнітосфері колапсуючої зірки



Тут  $r_0$  — відстань до джерела випромінювання,  $\omega$  — частота випромінювання,  $\omega_c = [(3eBE^2 / (4 m^3 c^5))] \sin \theta$  — характеристична частота,  $m$  — маса частинок,  $\theta$  — кут між напрямком випромінювання і магнітним полем,  $\phi$  — кут між напрямком швидкості частинок і магнітним полем,  $\chi$  — поляризаційний кут,  $V$  — об'єм області випромінювання,  $K_i(x)$  — функції Макдональда,  $c_0 = \sqrt{3}e^3 / (4 mc^2)$ . Для релятивістських частинок, як правило, вибирають  $\chi = \theta$ , оскільки випромінювання направлене вздовж напрямку руху частинки.

Обчислимо параметри Стокса для нетеплового випромінювання у магнітосфері колапсуючої зірки із магнітним полем (1)

$$B(r, \theta, R) = (B^2 - B^2)^{1/2} (1/2)F_0 R r^3 (1 - 3 \cos^2 \theta)^{1/2} \quad (24)$$

для початкових стадій колапсу зірки, коли відбувається швидке прискорення частинок, і спектр частинок визначається бетатронним прискоренням, тобто коли спектр частинок у магнітосфері має вигляд (19). Елемент об'єму для сферично-симетричної області випромінювання дорівнює

$$dV = 2 r^2 \sin \theta d\theta dr. \quad (25)$$

Кут  $\theta$  між напрямком випромінювання і магнітним полем і поляризаційний кут  $\chi$  для дипольного магнітного поля можна визначити із співвідношень [57]

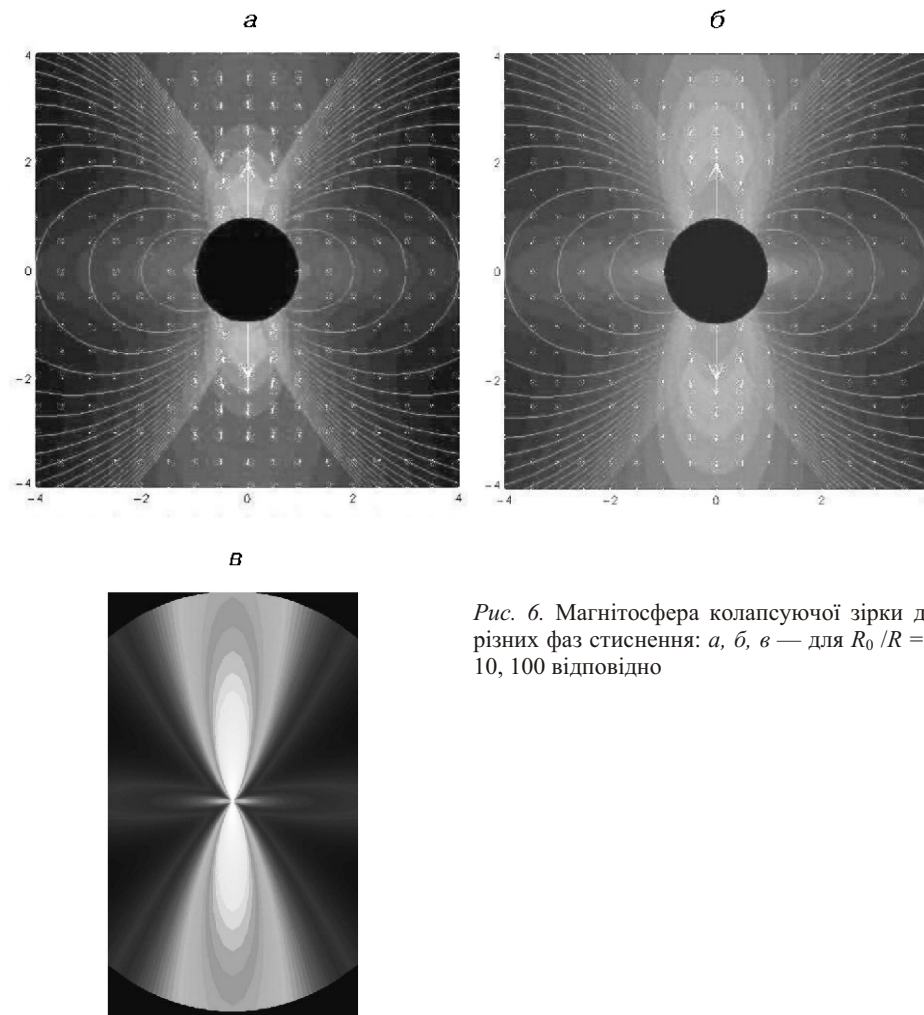


Рис. 6. Магнітосфера колапсуючої зірки для різних фаз стиснення: а, б, в — для  $R_0/R = 5, 10, 100$  відповідно

$$\sin \frac{(1 - 3\cos^2 \theta) - [(3\cos^2 \theta - 1)\cos \theta_0 + 3\sin \theta \cos \theta \cos \theta_0 \sin \theta_0]^2}{(1 - 3\cos^2 \theta)^{1/2}}, \quad (26)$$

$$\frac{\sin 2\theta}{(1 - 3\cos^2 \theta) [(3\cos^2 \theta - 1)\sin \theta_0 + 3\sin \theta \cos \theta \cos \theta_0 \sin \theta_0]^2}, \quad (27)$$

$$\frac{\cos 2\theta}{(3\sin \theta \cos \theta \sin \theta_0)^2 [(3\cos^2 \theta - 1)\sin \theta_0 + 3\sin \theta \cos \theta \cos \theta_0 \sin \theta_0]^2}. \quad (28)$$

Тут  $\theta_0$  — кут нахилу осі диполя до спостерігача.

Підставляючи (19) та (24)—(28) у (21), після перетворень отримаємо вирази для густини потоку випромінювання системи заряджених частинок:



$$I_p = \frac{2}{3} \frac{c_0}{c_1} K_p r_0^2 R R_*^{-p(\cdot)} \int_c \sin dEd K_{5/3}(x) dx, \quad (29)$$

$$I_M = \frac{2}{3} \frac{c_0}{c_1} K_M r_0^2 R R_*^{-M(\cdot)} e^{E/(kT)} \int_c \sin dEd K_{5/3}(x) dx, \quad (30)$$

$$I_B = \frac{2}{3} \frac{c_0}{c_1} K_B r_0^2 R R_*^{-B(\cdot)} E^2 e^{E/(kT)} \int_c \sin dEd K_{5/3}(x) dx. \quad (31)$$

Тут

$$c_0 = \sqrt{3} e^3 / (4 m c^2), \quad c_1 = 3e / (4 m^3 c^5),$$

$$p = A_1(\cdot) (\cdot - 1), \quad M = A_1(\cdot) \frac{E}{kT} \ln E_* - 3,$$

$$B = A_1(\cdot) \frac{E}{kT} \ln E_* - 1.$$

Інтегрування проводиться у межах  $0 \leq x \leq E/2, 0 \leq E \leq 4$ .

Для частинок із степеневим спектром отримаємо після інтегрування

$$I_p = I_{1p}(K_p, F_0, R, r_0, \cdot, \cdot) I_{2p}(\cdot, R_*, \cdot), \quad (32)$$

$$I_{1p} = K_p r_0^2 (F_0)^{(\cdot - 1)/2} R^2 (\cdot / c_1)^{(\cdot - 1)/2} c_0 a(\cdot), \quad (33)$$

$$I_{2p}(\cdot, R_*, \cdot) = (R_*)^{-1(\cdot)} f(\cdot, \cdot, \cdot) d \cdot, \quad (34)$$

де

$$a(\cdot) = \frac{4}{3} \frac{(\cdot - 7/3)}{(\cdot - 1)(\cdot - 1)} - \frac{3}{12} - \frac{1}{12} - \frac{3}{12} - \frac{7}{12},$$

$$f(\cdot, \cdot, \cdot) = \sin^4 \cdot^3$$

$$(1 - 3 \cos^2 \cdot) - [(3 \cos^2 \cdot - 1) \cos \cdot - 3 \sin \cdot \cos \cdot \cos \cdot \sin \cdot]^2 (\cdot - 1)^{1/4},$$

$$I_{1p}(\cdot) = (5k_1/3)(\cdot - 2)(3 \cos^4 \cdot - 12 \cos^2 \cdot - 1) / (1 - 3 \cos^2 \cdot)^2,$$

$\Gamma(x)$  — гамма-функції.

Рівняння (32)—(34) дають змогу обчислити потік випромінювання від колапсуючої зірки із заданими параметрами.

Для обчислення функції  $I_{1p}(K_p, F_0, R, r_0, \cdot, \cdot)$  ми повинні задатись моделлю магнітосфери колапсуючої зірки, тобто значеннями параметрів  $K_p, F_0, \cdot$ . Оскільки у нашій моделі зірка не втрачає масу, то магнітний потік  $F_0$  не змінюється протягом колапсу.

Величину  $K_p$  можна знайти, знаючи потік випромінювання  $I_0$  на певній частоті  $\omega_0$  на початковій стадії колапсу ( $R_* = 1$ )

$$I_{0p} = I_{10p} I_{20p} = K_p r_0^2 (F_0)^{(\cdot - 1)/2} R_0^2 (\omega_0 / c_1)^{(\cdot - 1)/2} I_{20}. \quad (35)$$

Підставляючи (33)—(35) у (32), отримаємо

$$I_p = I_{0p} \left( \frac{R}{R_0} \right)^{1/2} R_*^{-2} (I_{2p} / I_{20p}). \quad (36)$$

**Чисельні розрахунки потоку випромінювання.** Формула (36) дає змогу обчислити потік випромінювання від колапсуючої зірки для заданої моделі колапсу. Потік випромінювання на різних частотах для компактних об'єктів є досить добре відомою величиною. Наприклад, величина потоку для різних компактних радіоджерел змінюється у межах  $10^{-25} - 10^{-33}$  Вт м<sup>-2</sup>Гц<sup>-1</sup> [30, 31, 45, 46, 58, 66, 69]. Візьмемо ці значення за початкові для обчислення потоку випромінювання, що виникає у магнітосфері колапсуючих зірок як синхротронне випромінювання заряджених частинок із степеневими спектрами, що мають показники 2–3. Будемо вважати, що у ході колапсу безрозмірний радіус  $R_* = R_0/R$  змінюється у межах 1–1000. Чисельні значення потоку випромінювання  $I_p$  для різних  $R_*$  та  $\alpha_0$  даються у табл. 4. Тут приведені потоки лише для максимального значення початкового потоку  $I_{0p1} = 10^{-25}$  Вт м<sup>-2</sup>Гц<sup>-1</sup>, оскільки, як видно із формули (33), потік  $I_p$  лінійно залежить від початкового потоку, і його значення для різних  $I_{0pi}$  легко обчислити. Наприклад, для мінімального початко-

Таблиця 4. Значення величин  $I_p$  для різних  $R_*$ , для  $\alpha_0 = 0$  та  $\alpha_0 = 1/2$

$R_*$	$\alpha_0 = 2.2$	$\alpha_0 = 2.4$	$\alpha_0 = 2.6$	$\alpha_0 = 2.8$	$\alpha_0 = 3.0$
$\alpha_0 = 0$					
100	$3.17 \cdot 10^{-23}$	$2.57 \cdot 10^{-22}$	$2.14 \cdot 10^{-21}$	$1.81 \cdot 10^{-20}$	$1.54 \cdot 10^{-19}$
200	$1.17 \cdot 10^{-22}$	$1.37 \cdot 10^{-21}$	$1.65 \cdot 10^{-20}$	$2.00 \cdot 10^{-19}$	$2.47 \cdot 10^{-18}$
300	$2.56 \cdot 10^{-22}$	$3.72 \cdot 10^{-21}$	$5.52 \cdot 10^{-20}$	$8.31 \cdot 10^{-19}$	$1.27 \cdot 10^{-17}$
400	$4.47 \cdot 10^{-22}$	$7.57 \cdot 10^{-21}$	$1.31 \cdot 10^{-19}$	$2.29 \cdot 10^{-18}$	$4.07 \cdot 10^{-17}$
500	$6.92 \cdot 10^{-22}$	$1.32 \cdot 10^{-20}$	$2.56 \cdot 10^{-19}$	$5.05 \cdot 10^{-18}$	$1.01 \cdot 10^{-16}$
600	$9.90 \cdot 10^{-22}$	$2.08 \cdot 10^{-20}$	$4.45 \cdot 10^{-19}$	$9.66 \cdot 10^{-18}$	$2.12 \cdot 10^{-16}$
700	$1.34 \cdot 10^{-21}$	$3.05 \cdot 10^{-20}$	$7.09 \cdot 10^{-19}$	$1.67 \cdot 10^{-17}$	$3.98 \cdot 10^{-16}$
800	$1.75 \cdot 10^{-21}$	$4.27 \cdot 10^{-20}$	$1.06 \cdot 10^{-18}$	$2.69 \cdot 10^{-17}$	$6.87 \cdot 10^{-16}$
900	$2.21 \cdot 10^{-21}$	$5.74 \cdot 10^{-20}$	$1.52 \cdot 10^{-18}$	$4.09 \cdot 10^{-17}$	$1.11 \cdot 10^{-15}$
1000	$2.72 \cdot 10^{-21}$	$7.48 \cdot 10^{-20}$	$2.10 \cdot 10^{-18}$	$5.96 \cdot 10^{-17}$	$1.71 \cdot 10^{-15}$
$\alpha_0 = 1/2$					
100	$2.26 \cdot 10^{-22}$	$2.37 \cdot 10^{-21}$	$2.50 \cdot 10^{-20}$	$2.67 \cdot 10^{-19}$	$2.86 \cdot 10^{-18}$
200	$9.63 \cdot 10^{-22}$	$1.46 \cdot 10^{-20}$	$2.23 \cdot 10^{-19}$	$3.45 \cdot 10^{-18}$	$5.36 \cdot 10^{-17}$
300	$2.26 \cdot 10^{-21}$	$4.25 \cdot 10^{-20}$	$8.08 \cdot 10^{-19}$	$1.55 \cdot 10^{-17}$	$2.99 \cdot 10^{-16}$
400	$4.14 \cdot 10^{-21}$	$9.09 \cdot 10^{-20}$	$2.02 \cdot 10^{-18}$	$4.51 \cdot 10^{-17}$	$1.01 \cdot 10^{-16}$
500	$6.63 \cdot 10^{-21}$	$1.64 \cdot 10^{-19}$	$4.10 \cdot 10^{-18}$	$1.03 \cdot 10^{-16}$	$2.62 \cdot 10^{-15}$
600	$9.75 \cdot 10^{-21}$	$2.66 \cdot 10^{-19}$	$7.32 \cdot 10^{-18}$	$2.03 \cdot 10^{-16}$	$5.68 \cdot 10^{-15}$
700	$1.35 \cdot 10^{-20}$	$4.00 \cdot 10^{-19}$	$1.20 \cdot 10^{-17}$	$3.61 \cdot 10^{-16}$	$1.09 \cdot 10^{-14}$
800	$1.79 \cdot 10^{-20}$	$5.70 \cdot 10^{-19}$	$1.83 \cdot 10^{-17}$	$5.93 \cdot 10^{-16}$	$1.93 \cdot 10^{-14}$
900	$2.30 \cdot 10^{-20}$	$7.80 \cdot 10^{-19}$	$2.67 \cdot 10^{-17}$	$9.20 \cdot 10^{-16}$	$3.19 \cdot 10^{-14}$
1000	$2.88 \cdot 10^{-20}$	$1.03 \cdot 10^{-18}$	$3.73 \cdot 10^{-17}$	$1.30 \cdot 10^{-15}$	$4.99 \cdot 10^{-14}$

Таблиця 5. Значення величин  $I$  для різних  $\omega$  та  $\nu$

$\lg(\omega)$	$\nu = 2.2$	$\nu = 2.4$	$\nu = 2.6$	$\nu = 2.8$	$\nu = 3.0$
-4	$6.84 \cdot 10^{-19}$	$4.72 \cdot 10^{-17}$	$3.32 \cdot 10^{-15}$	$2.37 \cdot 10^{-13}$	$1.71 \cdot 10^{-11}$
-2	$4.31 \cdot 10^{-20}$	$1.88 \cdot 10^{-18}$	$8.35 \cdot 10^{-17}$	$3.76 \cdot 10^{-15}$	$1.71 \cdot 10^{-13}$
0	$2.72 \cdot 10^{-21}$	$7.48 \cdot 10^{-20}$	$2.10 \cdot 10^{-18}$	$5.96 \cdot 10^{-17}$	$1.71 \cdot 10^{-15}$
2	$1.72 \cdot 10^{-22}$	$2.98 \cdot 10^{-21}$	$5.27 \cdot 10^{-20}$	$9.45 \cdot 10^{-19}$	$1.71 \cdot 10^{-17}$
4	$1.08 \cdot 10^{-23}$	$1.19 \cdot 10^{-22}$	$1.32 \cdot 10^{-21}$	$1.50 \cdot 10^{-20}$	$1.71 \cdot 10^{-19}$
6	$6.84 \cdot 10^{-25}$	$4.72 \cdot 10^{-24}$	$3.32 \cdot 10^{-23}$	$2.37 \cdot 10^{-22}$	$1.71 \cdot 10^{-21}$
8	$4.31 \cdot 10^{-26}$	$1.88 \cdot 10^{-25}$	$8.35 \cdot 10^{-25}$	$3.76 \cdot 10^{-24}$	$1.71 \cdot 10^{-23}$
10	$2.72 \cdot 10^{-27}$	$7.48 \cdot 10^{-27}$	$2.10 \cdot 10^{-26}$	$5.96 \cdot 10^{-26}$	$1.71 \cdot 10^{-25}$
12	$1.72 \cdot 10^{-28}$	$2.98 \cdot 10^{-28}$	$5.27 \cdot 10^{-28}$	$9.45 \cdot 10^{-28}$	$1.71 \cdot 10^{-24}$
14	$1.08 \cdot 10^{-29}$	$1.19 \cdot 10^{-29}$	$1.32 \cdot 10^{-29}$	$1.50 \cdot 10^{-29}$	$1.71 \cdot 10^{-29}$

вого потоку  $I_{p2} = 10^{33}$  Вт м<sup>-2</sup>Гц<sup>-1</sup> значення потоків будуть на вісім порядків меншими від значень, що даються у табл. 4. Крім того, потоки приведено також лише для одного значення частоти  $\omega = 1$ . У табл. 5 даються значення потоків випромінювання для різних частот (при  $R_* = 1000$  та  $I_0 = 10^{25}$  Вт м<sup>-2</sup>Гц<sup>-1</sup>). При обчисленнях величина  $\omega = 1$  вибрана для частоти  $\omega = 10^{10}$  Гц.

Розглянемо тепер співвідношення між потоком  $I$  випромінювання на частоті  $\omega$  від колапсуючої зірки у момент, коли її радіус дорівнює  $R$ , і початковим потоком  $I_0$ , який спостерігається на частоті  $\omega_0$  від магнітосфери зірки із радіусом  $R_0$  для степеневого, релятивістського максвеллівського і больцманівського розподілів частинок.

Виходячи із рівнянь (29)—(31), для потоку на частоті  $\omega$  у початковий момент колапсу ( $R = R_0$ ) можна записати

$$I_{p0} = \frac{2}{3} \frac{c_0}{c_1} K_p r_0^2 R_0 \int_0^\infty \sin dEd K_{5/3}(x) dx, \quad (37)$$

$$I_{M0} = \frac{2}{3} \frac{c_0}{c_1} K_M r_0^2 R_0 \int_0^\infty e^{E/(kT)} \sin dEd K_{5/3}(x) dx, \quad (38)$$

$$I_{B0} = \frac{2}{3} \frac{c_0}{c_1} K_B r_0^2 R_0 \int_0^\infty E^2 e^{E/(kT)} \sin dEd K_{5/3}(x) dx. \quad (39)$$

Із (29)—(31) та (37)—(39) отримаємо співвідношення між потоком випромінювання у будь-який момент колапсу на частоті  $\omega$  і початковим потоком ( $R = R_0$ ) на частоті  $\omega_0$ :

$$I_p / I_{p0} = (r_*/r_0)^3 (\omega/\omega_0)^{1/2} R_*^{2} R_*^{A_1(\omega/\omega_0)} \sin d dE, \quad (40)$$

$$I_M / I_{M0} = (r_*)^3 (R_*/R_0)^3 (1/kT)^{1/2} R_*^M e^{E/(kT)} \sin d \, dE, \quad (41)$$

$$I_B / I_{B0} = (r_*)^3 (R_*/R_0)^3 (kT)^{1/2} R_*^B E^2 e^{E/(kT)} \sin d \, dE. \quad (42)$$

Тут  $r_* = \omega/\omega_0$  — відношення частоти  $\omega_0$ , на якій спостерігається випромінювання у початковий момент колапсу (для  $R = R_0$ ), і частоти випромінювання  $\omega$  у момент, коли радіус зірки має значення  $R$ .

Використовуючи рівняння (40)—(42), можна обчислити потік випромінювання від магнітосфери небесного тіла зі змінним магнітним полем. Значення цих потоків для різних значень  $R_*$ , та енергії  $1 \leq kT \leq 4$  еВ даються у табл. 6 та 7. Ці значення отримано у роботах [38—42] у результаті чисельного інтегрування рівнянь (40)—(42) для різних  $R_*$ ,  $kT$  та  $2 \leq E \leq 10^9$  еВ,  $0 \leq d \leq \pi/2$ .

Як бачимо (табл. 6 і 7 та рис. 7), інтенсивність випромінювання від колапсуючої зірки дуже швидко збільшується у ході колапсу. За декілька секунд радіус зірки зменшується у десятки разів, а 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. 6 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 швидкість зростання інтенсивності сильно залежить від  $\beta$ . Найшвидше збільшується інтенсивність випромінювання частинок із крутими спектрами (великі значення  $\beta$ ). Для частинок із найбільш характерними для космічних променів значеннями  $\beta = 2.7 \dots 2.8$  інтенсивність випромінювання збільшується на початкових стадіях колапсу у тисячі разів. На рис. 7 зображені імпульси нетеплового електромагнітного випромінювання, які генеруються за-

Таблиця 6. Значення  $I_p / I_{p0}$  для різних  $R_*$  та  $\beta$  для  $\omega/\omega_0 = 1$

$R_*$	$\beta = 2.2$	$\beta = 2.4$	$\beta = 2.6$	$\beta = 2.8$	$\beta = 3.0$	$\beta = 3.2$	$\beta = 3.4$
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	$2.89 \cdot 10^5$	$3.09 \cdot 10^6$

Таблиця 7. Значення  $I_B/I_{B0}$  та  $I_M/I_{M0}$  для різних  $R_*$  при  $\beta_0 = 1$  і  $kT = 4$

$R_*$	$kT = 1$ еВ			$kT = 2$ еВ			$kT = 4$ еВ	
	$I_B/I_{B0}$	$I_M/I_{M0}$	$R_*$	$I_B/I_{B0}$	$I_M/I_{M0}$	$R_*$	$I_B/I_{B0}$	$I_M/I_{M0}$
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	$2.88 \cdot 10^7$	$1.67 \cdot 10^5$

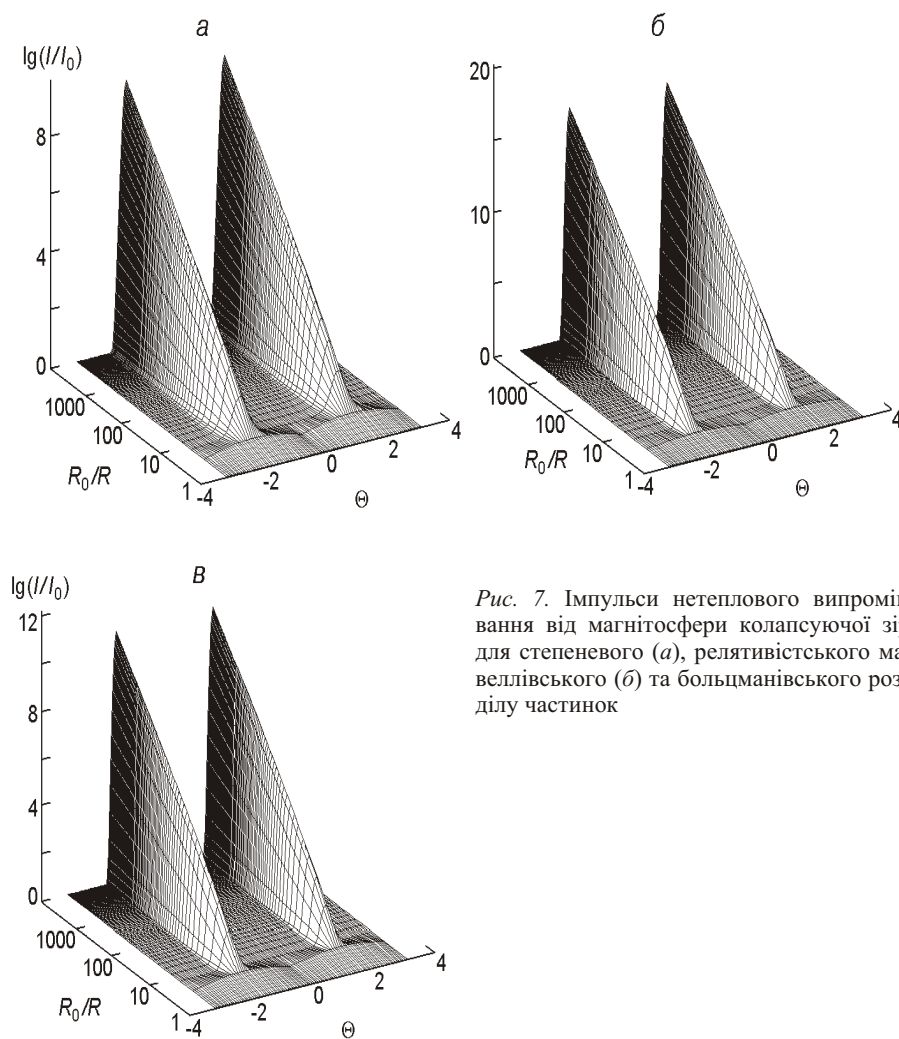


Рис. 7. Імпульси нетеплового випромінювання від магнітосфери колапсуючої зірки для степеневого (а), релятивістського максвеллівського (б) та больцманівського розподілу частинок

рядженими частинками, що рухаються у магнітосфері колапсуючої зірки. Як бачимо, із зменшенням радіуса зірки у полярних областях магнітосфери колапсуючої зірки генерується інтенсивне нетеплове електромагнітне випромінювання із досить вузькою діаграмою на-  
правленості у всьому діапазоні частот.

**Поляризація випромінювання.** Нетеплове випромінювання, як правило, сильно поляризоване. Ступінь поляризації визначається із виразу [7]

$$P = (Q^2 - U^2)^{1/2}. \quad (43)$$

Для частинок із степеневим спектром знаходимо

$$U_p = (9/2)I_{0p} \sin \theta_0. \quad (44)$$

Тут

$$U_p(b, \theta_0) = (2/3) \sin^3 \theta_0 - (4b^2/3 - 3) [\sin^2 \theta_0 - \sqrt{b} \exp(b^2 \sin^2 \theta_0) \operatorname{erfi}(b \sin \theta_0)], \quad (45)$$

$$b^2 = (10/3)k_1 \ln(R/R_0),$$

$\operatorname{erfi}(x) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^x \exp(t^2) dt$  — інтеграл ймовірності уявного аргумента.

Інтегруючи по  $\theta_0$  у межах  $0 \leq \theta_0 \leq \pi/2$  та підставляючи середні значення функції  $\operatorname{erfi}(b \sin \theta_0)$ , отримаємо

$$U_p(b, \theta_0) = 125/57 (4b^2/3 - 3).$$

Ця функція дуже слабо залежить від величини  $R/R_0$  і змінюється у межах  $1257 \cdot 10^5 \leq U_p(b, \theta_0) \leq 1281 \cdot 10^5$  для  $1 \leq \lg(R_0/R) \leq 5$ .

Тому можна вважати, що параметр Стокса  $U_p$  не змінюється протягом всього колапсу.

Для визначення параметра Стокса  $Q$  скористаємось співвідношенням

$$Q_p = U_p \operatorname{ctg}^2 \theta_0. \quad (46)$$

Підставляючи (45) і (46) у (37), для ступеня поляризації отримаємо

$$P = (9/2)U_p(b, \theta_0) (1 - \operatorname{ctg}^2 \theta_0)^{1/2} \sin \theta_0 / I_p(\theta_0, \theta_0).$$

Поляризаційний кут змінюється у межах  $0 \leq \theta_p \leq \pi/2$  і може мати одне із двох значень. Якщо  $U_p > 0$ , то цей кут вибирається у першій чверті, якщо  $U_p < 0$ , то у другій чверті.

Ступінь поляризації змінюється у межах  $0 \leq P \leq 1$ . Він також залежить від кута нахилу осі диполя до напрямку на спостерігача  $\theta_0$ . Якщо ми спостерігатимемо колапсуючу зірку, вісь диполя якої нахилена по відношенню до спостерігача на  $90^\circ$ , то ми зможемо спостерігати також і поляризацію її випромінювання. Із зменшенням кута нахилу зменшується ступінь поляризації. Для зірок, у яких вісь диполя збігається із напрямком на спостерігача, поляризація не буде спостерігатися, оскільки для цього випадку  $P = 0$ .

**Вплив плазми на спектр випромінювання у магнітосфері колапсууючої зірки.** Дослідимо тепер, як впливає магнітосферна плазма на спектр випромінювання, яке генерується зарядженими частинками у магнітосфері колапсууючої зірки. Плазма суттєво впливає на випромінювання при частотах [14]

$$\omega_s = 2 \omega_0^2 / 2 \omega_L \sin \theta_0 = 20 N_e / B. \quad (47)$$

Тут  $\omega_0 = (e^2 N / (m))^{1/2}$  та  $\omega_L = eB / (2 mc)$  — відповідно плазмова частота та частота Лармора,  $\theta_0$  — кут між напрямком на спостерігача і магнітним полем.

Випромінювання із частотами  $\omega_s$  буде поглинатися у магнітосфері, тому ми будемо спостерігати так зване низькочастотне обрізання, як для деяких дискретних джерел радіовипромінювання [14].

Оцінимо значення частоти  $\omega_s$  для випромінювання частинок у магнітосфері колапсууючої зірки із степеневим спектром. Після підстановки (1) та (29) у (47) після певних перетворень отримаємо

$$\omega_s = 10(N_0 / B_0)(R_0 / R)^{1-p} (1 - 3 \cos^2 \theta)^{1/2}.$$

Чисельні значення величини  $p(\theta)$  для релятивістських частинок із степеневим спектром  $\nu = 3$  у залежності від кута  $\theta$  даються у табл. 8. Видно, що частота  $\omega_s$  сильно залежить від полярного кута  $\theta$ . У екваторіальних областях магнітосфери колапсууючої зірки  $\omega_s \sim (R_0/R)^{4.33}$ . Це

Таблиця 8. Значення величини  $p(\theta)$  у залежності від кута

	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
$p$	0.67	0.65	0.60	0.50	0.32	0.005	-0.55	-1.50	-2.69	-3.33

означає, що в екваторіальних областях магнітосфери, де випромінювання поперек силових ліній магнітного поля, воно сильно поглинається. У ході колапсу частота обрізання  $\omega_s$  збільшується, що буде викликати більш жорстке обрізання частот спектру випромінювання. У полярних областях магнітосфери, де випромінювання поширюється вздовж силових ліній,  $\omega_s \sim (R_0/R)^{0.33}$ , тобто поглинання у цих областях значно слабкіше. Тому випромінювання, яке буде спостерігатися від полярних областей зірки, буде мати ширший спектр, ніж від екваторіальних областей. Оцінимо частоту  $\omega_s$  для магнітосфери колапсууючої зірки при  $N_0/B_0 = 100$ . Таке значення є типовим для магнітосфер білих карликів та нейтронних зірок. Для такої моделі

$$\omega_s = 10^3 (R_0 / R)^{1-p}.$$

У табл. 9 наведено значення критичної частоти  $\omega_s$  для різних моментів колапсу у різних областях магнітосфери. Залежність критич-

**Таблиця 9.** Значення критичної частоти  $\nu_c$  (Гц) для різних моментів колапсу у різних областях магнітосфери

$\lg R_0/R$	1	2	3	4	5	6
$= 0$	103.3	103.7	104	104.3	104.7	105
$= /2$	$10^7$	$10^{12}$	$10^{16}$	$10^{17}$	$10^{22}$	$10^{26}$

ної частоти  $\nu_c$  від полярного кута буде причиною того, що частотний діапазон випромінювання залежатиме від проекції, у якій спостерігається магнітосфера. При спостереженні полярних областей зірки, вісь обертання якої збігається із віссю магнітного диполя, частотний діапазон випромінювання буде обмежений величиною  $10^3$  Гц на ранніх стадіях колапсу ( $\lg(R_0/R) = 1$ ) і величиною  $10^5$  Гц на кінцевих стадіях колапсу ( $\lg(R_0/R) = 6$ ). Високочастотне випромінювання буде вільно проходити через магнітосферу, і ми зможемо його реєструвати. Коли ж зірка повернута до спостерігача екваторіальними областями, картина значно зміниться. Якщо на початкових стадіях колапсу поглинання буде суттєвим для випромінювання із частотами  $10^7$  Гц, то у ході колапсу ця частота суттєво збільшується, і на кінцевих стадіях колапсу ми зможемо спостерігати лише випромінювання із частотами  $10^{26}$  Гц. Випромінювання із нижчими частотами буде поглинатися у магнітосфері. Отже, у ході колапсу частота випромінювання стає все вищою, і на прикінцевих стадіях ми зможемо спостерігати колапсуючу зірку лише у гамма-діапазоні.

Якщо вісь диполя не збігається із віссю обертання колапсуючої зірки (модель похилого ротатора), то від полярних областей ми будемо спостерігати імпульси випромінювання, які будуть модулюватися частотою обертання зірки.

Таким чином, полярні області відіграють основну роль у прискоренні заряджених частинок та генерації нетеплового випромінювання під час колапсу намагніченої зірки.

## ВИСНОВКИ

Проведені розрахунки дають нам підстави зробити такі 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 не зрівняється зі швидкістю магнітогальмівних втрат. Крім того, прискорення може відбуватися лише до тих пір, поки ларморівський радіус зарядженої частинки не перевищить розміру магнітосфери, і частинка перестане утримуватися у ній. Розрахунки показують, що у рамках розглянутої нами моделі колапсуючі зірки можуть бути джерелами космічних променів із енергією до  $E \approx 2 \cdot 10^{14}$  еВ.



Рухаючись у змінному магнітному полі, ці частинки будуть випромінювати електромагнітні хвилі від радіо- до гамма-діапазону. Розрахунки показують, що потік випромінювання від зірки на прикінцевій стадії колапсу може зростати у порівнянні із початковим у мільйони разів, внаслідок чого колапсуючі зорі ставатимуть потужними джерелами нетеплового електромагнітного випромінювання. Потік випромінювання буде залежати від відстані до зірки, її магнітного поля та густини частинок у магнітосфері. Цей потік буде зростати у ході колапсу із зменшенням радіуса колапсуючої зірки і досягати максимальних значень на кінцевих стадіях колапсу. Тривалість зростання потоку випромінювання буде визначатися тривалістю колапсу, яка залежно від маси становить від одиниць до сотень секунд. Це випромінювання матиме нетепловий характер (із характерним частотним степеневим спектром) і буде поляризованим. За цією особливістю його можна вирізнити із космічного випромінювання іншої природи.

Максимальні значення потоків випромінювання є досить великими і можуть бути зареєстровані сучасними радіо-, гамма- та рентгенівськими телескопами. Розрахунки вказують також на те, що значення потоку випромінювання сильно залежить від параметра  $\alpha$ , тобто від форми спектру заряджених частинок у магнітосфері колапсуючої зірки. Як видно із розрахунків, частотна залежність величини потоків є степеневою, що типово для синхротронного випромінювання. Наприклад, для  $\alpha = 2.5$  показник степеня частотної залежності потоку випромінювання  $\beta = (1 - \alpha)/2 = 0.75$ , що є типовим значенням для багатьох джерел нетеплового космічного випромінювання.

Розрахунки показують також, що потік випромінювання загалом слабо залежить від кута  $\theta$ , тобто від взаємної орієнтації між віссю диполя і напрямком на спостерігача. Яскравішими будуть об'єкти, для яких  $\theta_0 = \pi/2$ .

Видно, що у ході гравітаційного колапсу, коли зірка стискається і її радіус зменшується, відбувається суттєва зміна форми магнітосфери. Якщо на початку колапсу зірка буде мати сферично-симетричну магнітосферу, то у ході колапсу магнітосфера трансформується, і у ній утворюються полярні струмені (джети), густина у яких зростає у мільйони разів порівняно із початковою густиною. Ці джети будуть генерувати нетеплове електромагнітне випромінювання у всьому діапазоні частот. 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.

На закінчення відзначимо, що у даній роботі потоки випромінювання оцінювались для конкретних моделей колапсуючих зірок із степеневим розподілом частинок у магнітосфері, які знаходяться на певних відстанях від спостерігача. Реальні спостережувані потоки

можуть мати різні значення залежно від відстані до колапсуєчих зірок.

1. *Алексеев Е. М., Алексеева Л. М., Волченко В. И., Кривошеина И. В.* О возможности регистрации нейтринного сигнала 23 февраля 1987 г. на Баксанском подземном сквнтилляционном телескопе ИЯИ АН СССР // Письма в ЖЭТФ.—1987.—**45**, № 10.—С. 461—464.
2. *Альвен Г., Фельдхаммер К. Г.* Космическая электродинамика. — М.: Мир, 1967.—260 с.
3. *Астрофизика* космических лучей // Под ред. В. Л. Гинзбурга. — М.: Наука, 1984.—360 с.
4. *Бахарева М. Ф., Тверской Б. А.* Вариации энергии частиц в переменном межпланетном магнитном поле // Геомагнетизм и аэрномия.—1981.—**21**, № 3.—С. 401—411.
5. *Гинзбург В. Л.* О магнитных полях коллапсирующих звезд и природе сверхзвезд // Докл. АН СССР.—1964.—**156**, № 1.—С. 43—46.
6. *Гинзбург В. Л., Озерной Л. М.* О гравитационном коллапсе магнитной звезды // Журн. эксперим. и теорет. физики.—1964.—**47**.—С. 1030—1040.
7. *Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И.* Происхождение космических лучей. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.—384 с.
8. *Давыдкин В. Д., Зацепин Г. Т., Корчагин В. Б. и др.* О регистрации редкого события детектором нейтринного излучения под Монбланом 23 февраля 1987 года // Письма журн. эксперим. и теорет. физики.—1987.—**45**, № 10.—С. 464—466.
9. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Теория тяготения и эволюция звезд. — М.: Наука, 1977.—494 с.
10. *Кривдик В. Г.* Заряженные частицы в магнитосфере коллапсирующей звезды // Кинематика и физика небес. тел.—1986.—**12**, № 3.—С. 8—14.
11. *Кривдик В. Г.* Частицы и излучение в магнитосфере коллапсирующей звезды. Киев, 1988.—29 с.—(Препринт / ИТФ-88-149Р).
12. *Кривдик В. Г.* Колапсуєчі зірки як джерела електромагнітного випромінювання // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—**14**, № 6.—С. 475—489.
13. *Манчестер Р. Н., Тейлор Д. Н.* Пульсары. — М.: Мир, 1980.—292 с.
14. *Пахольчик А.* Радиоастрофизика. — М.: Мир, 1973.—252 с.
15. *Смит Ф.* Пульсары. М.: Мир, 1979.—267 с.
16. *Шапиро С., Тьюкольски С.* Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. Физика компактных объектов. — М.: Мир, 1985.—665 с.
17. *Angel J. R. P.* Magnetism in white dwarfs // Annu. Rev. Astron. and Astrophys.—1978.—**16**.—P. 487—519.
18. *Arnett W. D.* Gravitational collapse of evolved stars as a problem in physics // Sources of gravitational radiation / Ed. by L. L. Smarr. — Cambridge, 1979.—P. 163—174.
19. *Baumgarte T. W., Shapiro S. L.* Collapse of a magnetized star to a black hole // Astrophys. J.—2003.—**585**, N 2.—P. 930—947.
20. *Bionta R. M., Blewitt G., Bratton C. B., et al.* Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in Large Magellanic Cloud // Phys. Rev. Lett.—1987.—**58**, N 14.—P. 1494—1496.
21. *Blandford R. D., Payne D. G.* Hydromagnetic flows from accretion discs and the production of radio jets // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—1982.—**199**, N 3.—P. 883—894.
22. *Blandford R. D., Znajek R. L.* Electromagnetic extraction of energy from Kerr black

- holes // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1977.—**179**, N 2.—P. 433—440.
23. *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.
24. *Dermer C. D., Atoyan A.* Collapse of neutron stars to black holes in binary systems: A model for short gamma-ray bursts // *Astrophys. J.*—2006.—**643**, N 1.— P. L13—L16.
25. *Dessart L., Burrows A., Livne E., Ott C. D.* Magnetically driven explosions of rapidly rotating white dwarfs following accretion-induced collapse // *Astrophys. J.*—2007.—**669**, N 1.—P. 585—599.
26. *Fujimoto S., Kotake K., Yamada S., et al.* Magnetohydrodynamic simulations of a rotating massive star collapsing to a black hole // *Astrophys. J.*—2006.—**644**, N 3.— P. 1040—1056.
27. *Fryer Chris L., Heger A.* Binary merger progenitors for gamma-ray bursts and hypernovae // *Astrophys. J.*—2005.—**623**, N 1.—P. 302—313.
28. *Goldreich P., Julian W. H.* Pulsar electrodynamics // *Astrophys. J.*—1969.—**157**, N 2.—P. 869—880.
29. *Goldreich P., Weber S.* Homologously collapsing stellar cores // *Astrophys. J.*—1980.—**238**, N 3.—P. 991—997.
30. *Gudel M., Benz A. O.* Radio spectra of dMe and dKe stars // *Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*—1996.—**93**.—P. 303—305.
31. *Gudel M., Benz A. O., Guiman E. F., Schmitt J. H. M. M.* Nonthermal microwave emission from F dwarfs: 71 Tau, For, and open cluster / moving group membership // *Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.*—1996.—**93**.—P. 306—308.
32. *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.
33. *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.
34. *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.
35. *Hanami H.* Magnetic cannonball model for gamma-ray bursts // *Astrophys. J.*—1997.—**491**, N 2.—P. 687—696.
36. *Henriksen R. N., Chau W. Y., Chau K. L.* Magnetic dipole radiation from an exploding or collapsing magnetized rotating spheroid // *Astrophys. J.*—1979.—**227**, N 3.— P. 1013—1018.
37. *Hirata K., Kajiwara T., Koshihara M., Nakahata M., et al.* Observation of a neutrino burst from the supernova 1987A // *Phys. Rev. Lett.*—1987.—**58**, N 14.—P. 1490—1493.
38. *Koide S., Shibata K., Kudoh T.* General relativistic magnetohydrodynamic simulations of jets from black hole accretion disks: Two-component jets driven by nonsteady accretion of magnetized disks // *Astrophys. J. Lett.*—1998.—**495**, N 2.— P. L63—L66.
39. *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.
40. *Kryvdyk V.* High-energy emission from presupernova // *Adv. Space Res.*—2004.—**33**, N 2.—P. 484—486.
41. *Kryvdyk V.* Radiation bursts from a presupernova collapsar // *Springer Proc. in Phys.*—2005.—**99**.—P. 215—216.

42. Kryvdyk V. G., Agapitov O. V. Heterogeneous magnetosphere of collapsing star // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.—2005.—**330**.—P. 415—416.
43. Kryvdyk V., Agapitov A. Heterogeneous magnetosphere of accretion-induced collapsing white dwarfs // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.—2005.—**330**.—P. 277—280.
44. Lattimer J. H. The equation of state of hot dense matter and supernovae // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.—1981.—**31**.—P. 337—375.
45. Lim J., White S. M. First radio detection of solar-type stars in an open cluster: the Pleiades // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.—1996.—**93**.—P. 455—457.
46. Linsky J. L. Steady radio emission from stars // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.—1996.—**93**.—P. 436—446.
47. MacFadyen A. I., Woosley S. E. Collapsars: Gamma-ray bursts and explosions in “failed supernovae” // Astrophys. J.—1999.—**524**, N 1.—P. 262—289.
48. MacFadyen A. I., Woosley S. E., Heger A. Supernovae, jets, and collapsars // Astrophys. J.—2001.—**550**, N 1.—P. 410—425.
49. Meliani Z., Sauty C., Vlahakis N., et al. Nonradial and nonpolytropic astrophysical outflows. VIII. A GRMHD generalization for relativistic jets // Astron. and Astrophys.—2006.—**447**, N 2.—P. 797—812.
50. Meszaros P. Theories of gamma-ray bursts // Annual Rev. Astron. Astrophys.—2002.—**40**.—P. 137—169.
51. 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.
52. Moncrief V. Radiation from collapsing relativistic stars. IY. Black hole recoil // Astrophys. J.—1980.—**238**, N 1.—P. 333—337.
53. Morley P. D., Schmidt I. Electromagnetic pulse from final gravitational stellar collapse // Astron. and Astrophys.—2002.—**384**, N 2.—P. 899—907.
54. Nomoto K., Kondo Y. Condition for accretion-induced collapse of white dwarfs // Astrophys. J. Lett.—1991.—**367**, N 1.—P. L19—L22.
55. Nomoto K., Kondo Y. Accretion-induced collapse of white dwarfs // NATO ASI Ser. Ser. C. Math., Phys.Sci.—1992.—**377**.—P. 189—205.
56. Nomoto K., Maeda K., Tominaga N. Hypernovae and gamma-ray bursts // Astrophys. J. Suppl. Ser.—2005.—**298**, N 1.—P. 81—86.
57. Ortwein N. R., Chang D. B., Leverett D. Synchrotron radiation from a dipole field // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1966.—**12**, N 111.—P. 323—390.
58. Radio emission from the stars and the Sun / Eds A. R. Taylor, J. M. Paredes // Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.—1996.—**93**.—466 p.—(Proc. Conf., Barselona (Spain) 3 7 Jul. 1995).
59. Ruffert M., Janka H.-Th. Gamma-ray bursts from accreting black holes in neutron star mergers // Astron. and Astrophys.—1999.—**344**, N 2.—P. 573—606.
60. Ruffini R., Bernardini M. G., Bianco C. L., et al. The blackholc energy: long and short Gamma-Ray Bursts (New perspectives in physics and astrophysics from the theoretical understanding of Gamma-Ray Bursts, II) // Amer. Inst. Phys. Conf. Proc.—2005.—**782**.—P. 42—127.
61. Ruffini R., Bernardini M. G., Bianco C. L., et al. The blackholc energy and the canonical gamma-ray burst // Amer. Inst. Phys. Conf. Proc.—2007.—**910**.—P. 55—217.
62. Ruffini R., Bianco C. L., Chardonnet P., et al. New perspectives in physics and astrophysics from the theoretical understanding of gamma-ray bursts // Amer. Inst. Phys. Conf. Proc.—2003.—**668**.—P. 16—107.
63. Ruffini R., Frasciella F., Vitagliano L., She-Sheng Xue. Observational signatures of an

- electromagnetic overcritical gravitational collapse // Intern. J. Modern Phys. D.—2005.—**14**, N 1.—P. 131—142.
64. *Shibata M., Taniguchi K.* Merger of binary neutron stars to a black hole: Disk mass, short gamma-ray bursts, and quasinormal mode ringing // Phys. Rev. D.—2006.—**73**, N 6.—id. 064027.
65. *Umeda H., Tominaga N., Maeda K., Nomoto K.* Precursors and main-bursts of gamma ray bursts in a hypernova scenario // Astrophys. J. Lett.—2005.—**633**, N 1.—P. L17—L20.
66. *Utana G., Trigilio C., Catalano S.* Radio emission from Algol-type binaries. I. Results of 1992—1993 VLA Survey // Astron. and Astrophys.—1998.—**329**, N 3.—P. 1010—1018.
67. *Uzdensky D. A., MacFadyen A. I.* Stellar explosions by magnetic towers // Astrophys. J.—2006.—**647**, N 2.—P. 1192—1212.
68. *Uzdensky D. A., MacFadyen A. I.* Magnetar-driven magnetic tower as a model for gamma-ray bursts and asymmetric supernovae // Astrophys. J.—2007.—**669**, N 1.—P. 546—560.
69. *Van den Oort G. M. J.* Non-thermal emission mechanism in stellar coronae // Astron. Soc. Pac. Conf. Ser.—1996.—**93**.—P. 263—272.
70. *Van Paradijs J., Van den Henvel E. P. S., Kouveliotou C., et al.* Evidence for neutron stars formation from accretion induced collapse of a white dwarf // Astron. and Astrophys.—1997.—**317**, N 1.—P. L9—L12.
71. *Woosley S. E., Baron E.* The collapse of white dwarfs to neutron stars // Astrophys. J.—1992.—**391**, N 1.—P. 228—235.
72. *Woosley S. E., Heger A.* The progenitor stars of gamma-ray bursts // Astrophys. J.—2006.—**637**, N 2.—P. 914—921.
73. *Woosley S. E., Timmer F. X., Baron E.* Accretion induced collapse // NATO ASI Ser. Ser. C. Math., Phys. Sci.—1992.—**377**.—P. 189—205.

Надійшла до редакції 30.09.08