

УДК 551.520

Є. В. Мартиш, В. В. Данілова

Київський національний університет ім Тараса Шевченка

Вплив запырошеної плазми на певні шари атмосфер зірок дуже малої маси та коричневих карликів

Надійшла до редакції 26.10.06

Розглянуто можливість використання замагніченої запырошеної плазми як середовище при моделюванні певних прошарків атмосфер зірок дуже малої маси та коричневих карликів. Проаналізовано вплив магнітного поля на термодинамічні параметри такої системи. Запропоновано механізм для випромінювання цих об'єктів в довгохвильовій частині радіодіапазону. Наведено відповідні оцінки.

Послідовне моделювання теплових, оптичних, хімічних та інших властивостей атмосфер зірок з дуже малою масою (ДММ-зірки), коричневих карликів (КК) та позасонячних гігантських планет (ПП) є важливим для значної кількості фізичних та астрофізичних задач. Серед них чільне місце займає проблема виявлення цих космічних об'єктів та їхнє багатопараметричне спостереження. Окреслені вище об'єкти, за думкою багатьох астрономів, репрезентують найбільше зіркове населення в Галактиці і дають помітний внесок у її загальну масу [3]. Наприклад, КК є кандидатами на значний внесок у так звану «темну масу», і тому їхній пошук у будь-якому діапазоні електромагнітних коливань є гарним викликом земним та позаземним спостереженням. З іншого боку, згадані утворення досить добре презентують природні лабораторії для тестування різних методик, рівнянь стану, моделей хімічної рівноваги для опису плазмових та плазмоподібних середовищ.

Можливості їхнього виявлення і послідовного спостереження відомим чином залежать від стану та властивостей відповідних атмосфер. Безумовно, головний інтерес спостережної астрономії був зосереджений на оптичних властиво-

стях цих систем, але дані про хімічний склад, формування порошинок та їхній вплив на поглинання світла розширюють нові можливості у використанні останніх результатів фізики запырошеної плазми для моделювання властивостей атмосфер.

Спостереження за 100 молодими КК в туманності Оріона в 2001 р. надали тверді докази того, що вони є так званими «невдалими зірками», і багато з них оточені дисками з пилу та газів. Головна відміна від справжніх зірок полягає в тому, що маса КК недостатня для запалювання водневої реакції синтезу. Такі «невдахи» мали лише відносно короткий період дейтерієвого горіння перед початком охолодження.

Поширеними серед дослідників атмосфер КК є так звані «пилові моделі» [4]. В них вважається доведеним, що в районі фотосфери є конденсати заліза, алюмінію, магнію та їхніх сполук із силікатами та окисами. У хмарових моделях (що є розвитком пилових) припускається наявність навіть металічних хмар та їхня седиментація у вигляді дощу. Частіше за все частинки конденсату вважаються однаковими, хоча зрозумілим є наявність деякого розподілу по розмірах. Можна лише сказати, що через значну

силу тяжіння є неможливою наявність зерен з характерним розміром $a > 50$ мкм. Скоріш за все, розміри гранул у хмарах складають 0.1—1 мкм.

Вибираючи низькотемпературну і багатоконпонентну плазму, що перебуває у магнітному полі, як базове середовище для моделей певних прошарків атмосфер КК, ДММ-зірок, можна отримати нові фізичні результати, які, можливо, будуть цікавими для спостерігачів.

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ІОНІЗАЦІЙНУ РІВНОВАГУ

Відомо, що зусилля теоретиків в останні роки були зосереджені на термодинамічних властивостях релятивістської плазми, сильно модифікованої магнітним полем [6, 10]. Прикладом такої системи може слугувати плазма фотосфери нейтронних зірок: температура частинок сягає 10^7 К, а індукція магнітного поля — 10^{10} Тл [10]. Зрозуміло, що в цьому випадку треба застосовувати досить складні методи термодинаміки ультрарелятивістських квантових систем. Наведемо лише один з результатів [7] — збільшення кількості дискретних станів (за рахунок квантування Ландау) призводить до помітного збільшення фракції неіонізованих атомів водню ($> 1\%$) у плазмі при фотосферних густинах.

Повертаючись до атмосфер карликових зірок та субзіркових утворень, можна оперувати моделлю низькотемпературної плазми, яка перебуває у такому магнітному полі, що її можна вважати замагніченою. Тобто, добуток ларморівської частоти на характерний час зіткнень є набагато більшим від одиниці. Така ситуація реалізується у полях з напруженістю $H \geq 80$ кА/м. Напруженості поля $H = 320$ — 400 кА/м характерні для М-карликів [7]. Коричневі карлики мають, як правило, дещо менші магнітні поля.

Тому має сенс спрощений (нерелятивістський) розгляд впливу магнітного поля на іонізаційний баланс у таких системах. Відомо, що у постійному магнітному полі заряди рухаються по гвинтових лініях, вісь яких збігається з напрямком поля. Тому рух електрона в напрямку поля є інфінітним (неквантованим). У площині, нормальній до поля, рух відбувається по колу, і

тому є квантованим. Рівні енергії ε електрона у постійному магнітному полі, яке спрямоване по осі Oz , такі [1]:

$$\varepsilon(p_z, \mathbf{H}) = (n + 1/2)\hbar\omega_L + p_z^2/(2m). \quad (1)$$

Тут $(n + 1/2)\hbar\omega_L$ — квантові рівні «поперечної» частини кінетичної енергії, $p_z^2/(2m)$ — неквантова «поздовжня» її складова, $\omega_L = eH/(mc)$ — ларморівська частота. У виразі (1) не врахований відомий внесок від спінової складової. Крім того, є очевидним, що врахування фінітності руху має сенс лише для електронів (внаслідок їхньої малої маси). Йдучи стандартним шляхом [2], можна розрахувати рівняння іонізаційної рівноваги (закон діючих мас) водневої плазми, що перебуває у зазначеному вище магнітному полі. Для цього треба лише знайти хімічний потенціал μ електронного газу як розв'язок трансцендентного рівняння для хімічного потенціалу системи N електронів, які перебувають в об'ємі V при температурі T :

$$\frac{N}{V} = \frac{1}{4} \left[\frac{mkT}{2p\hbar^2} \right]^{3/2} \exp\left(\frac{\mu}{kT}\right) \mu_B \frac{H}{kT} \operatorname{cth}\left(\frac{\mu_B H}{kT}\right), \quad (2)$$

тут μ_B — магнетон Бора. Саме рівняння (2) походить від так званого термодинамічного Ω -потенціалу. Відомий зв'язок $N = -(\partial\Omega/\partial\mu)_{T,H}$. Сумуючи розподіл Фермі по всіх значеннях n та інтегруючи по імпульсах p_z , можна отримати вираз (2). Тут уже враховано, що електрони далекі від виродження, тому експонента у розподілі Фермі є малою. Опускаючи проміжні викладки, випишемо остаточний результат:

$$\mu\left(\frac{\mu_B H}{kT}\right) = -kT \ln \left\{ \frac{V}{4N} \left(\frac{mkT}{2p\hbar^2} \right)^{3/2} \frac{\mu_B H}{kT} \operatorname{cth}\left(\frac{\mu_B H}{kT}\right) \right\}.$$

Впливом магнітного поля на рух нейтральних атомів та іонів можна нехтувати у порівнянні з його впливом на електрони. Але статистична сума по зв'язаних станах зміниться завдяки розщепленню кожного мультиплету на $2J + 1$ складових [1]. Підрахунки показують, що статистична сума атома збільшується у магнітному полі, а його хімічний потенціал μ_A можна записати так:

$$\mu_A = \mu_A^0 - kT \ln \operatorname{ch}\left(\frac{\mu_B H}{kT}\right).$$

Тут μ_A^0 — хімічний потенціал атома без магніт-

ного поля. Основний стан іона можна вважати нерозщепленим, а хімічний потенціал — незмінним. Тоді рівняння іонізаційної рівноваги водневої плазми виглядатиме як

$$\frac{N_e N_i}{N_A} = \frac{\mu_B H}{kT} \operatorname{sh}^{-1} \left(\frac{\mu_B H}{kT} \right) K_0(T, V),$$

де $K_0(T, V)$ — константа іонізаційної рівноваги без магнітного поля, N_e , N_i та N_A — концентрації електронів, іонів та атомів. Оцінки для водневої плазми показують, що вплив магнітного поля суттєвий при $H \sim 80$ МА/м, якщо температура атмосфери порядку 0.1 еВ. Однак такі поля для ДММ-зірок спостерігались лише під час рентгенівських спалахів. У спокійному стані такі значення напруженості магнітного поля і температури спостерігались лише для холодних білих карликів, що не належать до ДММ-зірок.

ВПЛИВ ЗАЛІЗНИХ ГРАНУЛ НА ДИСПЕРСІЮ ЗАПОРОШЕНОЇ ПЛАЗМИ

Виходячи з даних, розглянутих вище, можна моделювати хмари конденсатів з атомів групи заліза пиловою плазмою у сильному зовнішньому постійному магнітному полі. Порошинки можуть мати власний, порівняно великий магнітний момент. Особливості певних прошарків атмосфер коричневих карликів з великими акреційними дисками розглянуті в роботі [9].

Спираючись на дані роботи [8], де були розглянуті дисперсійні властивості такої плазми, розглянемо можливі наслідки для атмосфер КК-та ДММ-зірок. Гранули моделюються однаковими сферами радіуса a , що мають власний магнітний момент d_m . Стале магнітне поле H_0 повинне задовольняти умови

$$d_m H_0 / T \gg 1, \quad H_0 \gg 4\pi N_g d_m, \quad (3)$$

де N_g — густина гранул.

Розглянемо відгук цієї системи на слабке змінне магнітне поле. В довгохвильовому наближенні, коли довжина хвилі набагато більша від розміру порошинки, можна отримати систему нелінійних рівнянь, що описують зміни орієнтації магнітного диполя частинки в часі. Розв'язуючи цю систему методом послідовних наб-

лижень, отримаємо питому намагнічуваність такої плазми і відповідний тензор магнітної проникності. Його ненульові компоненти такі:

$$\mu_{xx} = \mu_{yy} \equiv \mu = 1 + \frac{\Omega_m^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 / \tau^2}, \quad (4)$$

$$\mu_{zz} = 1, \quad \Omega_m = \sqrt{\frac{2\pi N_g d_m^2}{J}}.$$

У виразі (2) $\omega_0^2 = d_m H_0 / J$ — характерна частота орієнтаційних коливань магнітного диполя, J — момент інерції частинки, τ — феноменологічний час релаксації орієнтаційних коливань на терті з іонами плазми. У загальному випадку частотна залежність $\mu(\omega)$ є залежністю друдівського типу, коли дві точки екстремумів (максимум та мінімум) розташовані зліва і справа від точки ω_0 . Оцінки показують, що мінімальне значення μ становить -1.5 при $\omega_0 = 5 \cdot 10^4$ рад/с. З формули (4) також можна зробити висновок про те, що для поширення електромагнітних хвиль в діапазоні $\Delta\omega = \Omega_m^2 / 2\omega_0$ буде «вікно прозорості». Це пов'язано з тим, що на частотах, менших за 0.1 МГц, діелектрична проникність згаданої плазми буде великим від'ємним числом (~ -1000), отже, показник заломлення буде дійсним. Швидкість поширення такої хвилі буде приблизно в 30 разів меншою від швидкості світла.

Якщо розглянути падіння електромагнітної хвилі на шар запорошеної плазми з феромагнітними гранулами, то можна розглядати його як своєрідний конвертор, який перетворює падаючу на нього циліндричну хвилю на пучок, хвильова енергія якого зосереджена поблизу осі поширення. Детальний розгляд такого явища буде предметом подальших досліджень.

ВИСНОВКИ

1. Встановлено корисність залучення низькотемпературної запорошеної плазми з магнітним полем як модельного середовища для ДММ-зірок та КК.

2. Суттєвий вплив магнітного поля на іонізаційну рівновагу в атмосферах ДММ-зірок можливий лише для білих карликів, магнітне поле яких перевищує 100 Тл.

3. Розглянуті особливості поширення електромагнітних хвиль в запорошеній плазмі з феро-

магнітними гранулами, які дають можливість розглядати додаткові механізми випромінювання КК в довгохвильовому радіодіапазоні.

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. — М.: Наука, 1974—752 с.
2. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика и статистическая физика. — М.: Наука, 1972.—400 с.
3. Athanassoula E. Bars and the connection between dark and visible matter // IAU Symp. / Eds S. Ryder, D. Pisano, M. Walker et al.—2004.—P. 220, 255.
4. Baraffe I., Chabrier G., Allard F., et al. Evolutionary model for solar metallicity VLM stars // Astron. and Astrophys.—1998.—337.—P. 403—418.
5. Burgasser A. J., Marley M. S., Ackerman A. S., et al. Evidence of cloud disruption in the L/T dwarf transition // Astrophys. J.—2002.—571.—P. L151—L154.
6. Dong Lai. Matter in strong magnetic field // Rev. Modern Phys.—2001.—73, N 3.—P. 629—662.
7. Johns-Krull C. M., Valenti J. A. Detection of strong magnetic field on M dwarfs // Astrophys. J.—1996.—459, N 2.—P. L95—L98.
8. Mal'nev V. M., Martysh Eu. V., Pan'kiv V. A., et al. Dispersion properties of the magnetoactive dusty plasma with ferromagnetic grains // Укр. фіз. журн.—2006.—51, № 9.—С. 858—862.
9. Pisucci I., Apai D., Henning Th., et al. Brown dwarfs: disk structure and disk mineralogy // Mem. Soc. Astron. Ital.—2005.—76.—P. 315—319.
10. Yakovlev D. G., Gnedin O. Y., Gusakov M. E., et al. Neutron star cooling // Nucl. Phys. A.—2005.—752.—P. 590—610.

**DUSTY PLASMA INFLUENCE ON SOME
ATMOSPHERIC LAYERS VERY LOW-MASS
STARS AND BROWN DWARFS**

Ye. V. Martysh, V. V. Danilova

We consider the possibility to use the dusty magnetized plasma as a model medium for some atmospheric layers of VLM-stars and brown dwarfs. The influence of magnetic field on the thermodynamic parameters of the system is analyzed. A new mechanism of the radiation of the objects under investigation in the long-wave portion of RF range is proposed. Evaluation of the phenomena mentioned is performed.