

туры оказывается более слабой из-за присутствия в (8) большой константы  $\kappa$ . Эта же константа определяет большую величину барьера для вхождения одиночного вихря в сверхпроводник в теории Бина – Ливингстона [10]. Заметим, однако, что теория Бина – Ливингстона [10] справедлива лишь в случае зеркально-гладкой поверхности сверхпроводника (когда применим метод отражений). В случае же шероховатых поверхностей измеренное [14] пороговое поле оказывается заметно меньше теоретического [1], что означает уменьшение роли последнего члена в (9) и расширение области действия закона  $(T_c - T)^{-3/2}$ . Кроме того, как можно показать, с увеличением  $j_{th}$  (т.е. с увеличением температуры горячего спая  $T \rightarrow T_c$ ), уменьшается величина барьера для вхождения вихря в образец через внешнюю границу, где наличие остаточных магнитных полей может быть важным. Такие факторы следует иметь в виду при сравнении теории и опыта.

Заметим, что количественно сравнивать формулы (5)–(7) с результатами [2] затруднительно еще и потому, что используемая нами упрощенная однородная модель [3] не вполне отвечает реальным условиям опыта, и потому возможно лишь качественное сравнение. Прежде всего оценим величину параметра  $a_0$ , который определяет величину эффекта. Записав коэффициент  $b$  в виде  $\alpha/\rho$ , где  $\alpha$  — термоэлектрический коэффициент,  $\rho$  — проводимость, и используя табличные значения [15] констант  $\alpha$  и  $\rho$ , найдем  $a_0 \sim 1 - 50$  для чистых сверхпроводников. В [2] использовались биметаллические образцы из чистых In и Pb, однако место спая (сплав) имело неизвестные характеристики. Это замечание может быть важным, поскольку пара вихрь – антивихрь, скорее всего, будет рождаться именно в месте спая (как наиболее слабом месте системы), которое характеризуется большими значениями  $\kappa$  и  $\lambda$ . Величина же термоэлектрического тока  $j_{th}$  (а стало быть, и параметр  $a_0$ ) определяется объемными характеристиками чистых сверхпроводников, для которых значение  $\kappa$  обычно невелико. В результате мы имеем некоторую свободу в выборе параметров системы. Взяв  $T_c = 5$  К,  $1 - T_1/T_c = 10^{-2}$ ,  $a_0 = 10$ ,  $\kappa = 10$ ,  $r_1 = 0,1$  см,  $\xi_0 = 10^{-5}$  см, получим для температуры  $t_*$ , при которой начинаются скачки потока в системе, оценку  $t_* \simeq 0,99$ . В [2] аномально большой поток начинал появляться при меньших значениях  $t$ , однако это может быть связано с разными причинами. Так, в [2] использовались тороидальные образцы с прямоугольным сечением внутренней полости, поэтому геометрические факторы (влияющие на условия образования вихрей) сильно отличались от таковых для цилиндрического случая. Выше уже отмечалось влияние шероховатости поверхности и роль места спая. Как следует из работы [16], на границе между двумя сверхпроводниками с сильно различающимися значениями  $\lambda$  величина барьера для вихря существенно уменьшается. Заметим еще, что пара вихрь – антивихрь может зародиться не сразу в виде двух протяженных антипараллельных нитей, а в виде замкнутого кольца конечного размера, наподобие вихревых колец в сверхтекучем гелии [17, 18], что требует меньшей затраты энергии. Все эти факторы могут сильно влиять на величину барьера для образования пары.

Таким образом, развитая выше теория, в принципе, может объяснить наблюдаемый в [2] большой эффект, хотя требуется дополнительное исследование с учетом реальных условий опыта. Мы намерены вернуться к этому вопросу в дальнейшем.

Заметим в заключение, что рассмотренный выше механизм рождения квантов потока может иметь отношение к проблеме возникновения очень больших магнитных полей у вращающихся нейтронных звезд, вещество которых при

больших плотностях может находиться в сверхпроводящем или сверхтекучем состоянии [19].

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 94-02-05306). Более подробно она будет опубликована в другом месте.

## Список литературы

1. Гинзбург В Л, Жарков Г Ф *УФН* **125** 19 (1978)
2. Van Harlingen D J, Heide D F, Garland J C *Phys. Rev. B* **21** 1842 (1980)
3. Арутюнян Р М, Жарков Г Ф *ЖЭТФ* **83** 1115 (1982)
4. Arutunian R M, Zharkov G F *Phys. Lett. A* **96** 480 (1983)
5. Ginzburg V L, Zharkov G F *J. Low. Temp. Phys.* **92** 25 (1993)
6. Ginzburg V L, Zharkov G F *Physica C* **235–240** 3129 (1994)
7. Демлер Е А, Жарков Г Ф *Краткие сообщ. по физике ФИАН* (3 – 4) 44 (1995)
8. Демлер Е А, Жарков Г Ф *СФХТ* **8** 276 (1995)
9. Раджараман Р *Солитоны и инстантоны в квантовой теории поля* (М.: Мир, 1985)
10. Vean C P, Livingston J D. *Phys. Rev. Lett.* **12** 14 (1964)
11. Де Жен П *Сверхпроводимость металлов и сплавов* (М.: Мир, 1971)
12. Тинкхам М *Введение в сверхпроводимость* (М.: Атомиздат, 1980)
13. Абрикосов А А *Основы теории металлов* (М.: Наука, 1987)
14. Буккель В *Сверхпроводимость* (М.: Мир, 1975)
15. *Таблицы физических величин. Справочник* (под ред. И К Кикоина) (М.: Атомиздат, 1976)
16. Мкртчян Г С и др. *ЖЭТФ* **63** 667 (1972)
17. Bauerle C et al. *Nature* (London) **382** 332 (1995)
18. Ruutu V M H et al. *Nature* (London) **382** 334 (1995)
19. Sedrakian A D, Sedrakian D M *Astrophys. J.* **447** 305 (1995)

PACS numbers: **95.30.-b**, **95.30.Qd**

## Астрофизическая плазма в экстремальных условиях

В.В. Железняков

В докладе обсуждаются признаки экстремальности в космических условиях, а также те новые качества, которые приобретает при этом плазма. Основное внимание уделено явлениям взаимодействия плазмы с излучением в сильных магнитных полях вырожденных звезд — белых карликов и нейтронных звезд. Подчеркнута определяющая роль циклотронного рассеяния, давления излучения на циклотронных частотах и намагничивания вакуума в формировании плазменных оболочек и наблюдаемых спектров этих звезд.

Астрофизическая плазма отличается значительно более широким разнообразием условий, чем лабораторная. Та область, где она приобретает качественно новые свойства, не характерные для лабораторной плазмы и той части плазмы космической, которая по своим свойствам в общем не отличается от лабораторной, может быть названа областью экстремальных условий. Изучение реальных явлений, связанных с новыми свойствами плазмы или обусловленных ими, представляет существенный интерес не только для астрономии и физики космической плазмы: ставя новые задачи и открывая новые возможности для исследований, оно стимулирует прогресс физики плазмы в целом.

Экстремальные свойства астрофизической плазмы проявляются в сильных магнитных полях белых карликов и нейтронных звезд, в сильных гравитационных полях черных дыр и в условиях высокой плотности вещества, характерных для недр нейтронных звезд и ранних стадий развития

Вселенной. Здесь прежде всего важны те плазменные объекты, излучение которых несет информацию об условиях в источнике излучения. Это позволяет непосредственно судить о характере взаимодействия излучения с плазмой в экстремальных условиях. Напротив, информация об объектах высокой плотности, таких, как вещество на первичной стадии Большого взрыва или вещество в недрах нейтронных звезд, получается более опосредованным образом, и их исследование представляет собой существенно более сложную проблему.

Плазма в источниках излучения, располагающаяся на поверхности и в ближайшей окрестности вырожденных звезд, обладает рядом специфических особенностей, которые оказывают сильное воздействие на характер электромагнитного излучения. Эти особенности тесно связаны прежде всего с величиной магнитного поля и особенно ярко проявляются на циклотронных частотах. Поскольку эти частоты  $\omega \simeq \omega_B$  для полей  $B \sim 10^7 - 10^9$  Гс (белые карлики) и  $B \sim 10^{11} - 10^{13}$  Гс (нейтронные звезды) располагаются в оптическом и рентген-гамма-диапазонах соответственно, становится ясным значение циклотронных эффектов на этих звездах. Следует отметить также, что существенное влияние на характер взаимодействия излучения с плазмой могут оказывать эффекты намагничивания вакуума и рождения электрон-позитронных пар, проявляющиеся в сильных магнитных полях нейтронных звезд. Рождение пар, по-видимому, происходит также в окрестности черных дыр в двойных системах, где за счет аккреции со звезды-компаньона создаются высокие плотности излучения и вещества.

Влияние намагниченного вакуума на распространение излучения становится существенным, например, в источнике излучения рентгеновского пульсара Her X-1 с температурой  $kT \sim 10$  кэВ, расположенного на нейтронной звезде с  $B \simeq 4 \times 10^{12}$  Гс, если концентрация плазмы  $N \ll 10^{23}$  см<sup>-3</sup>. Коэффициенты циклотронного поглощения и рассеяния для обеих мод в плазме, помещенной в намагниченный вакуум, на частотах  $\omega \simeq \omega_B$  сравнимы по величине, тогда как в более слабых магнитных полях, когда влияние вакуума несущественно, циклотронное поглощение и рассеяние имеют совершенно другой характер: для обыкновенных волн они практически несущественны по сравнению с соответствующими эффектами для необыкновенной компоненты (см. подробнее [1]). Однако взаимодействие замагниченной плазмы с излучением на циклотронных частотах  $\omega \simeq \omega_B$  меняется уже в более слабых полях  $B \sim 10^7 - 10^9$  Гс, характерных для белых карликов. Особенности такого взаимодействия зависят от двух характерных времен: времени радиационных переходов электронов между соседними уровнями Ландау  $t_c$  и времени пробега электронов между столкновениями  $t_{\text{eff}} = 1/v_{\text{eff}}$  (здесь  $v_{\text{eff}}$  — эффективная частота столкновений электронов). Сильные магнитные поля вырожденных звезд (белых карликов и нейтронных звезд) существенно уменьшают время  $t_c \propto B^{-2}$ , что приводит к реализации неравенства  $t_c \ll t_{\text{eff}}$ . В этом случае функция распределения (прежде всего по поперечным к полю  $\mathbf{B}$  скоростям) определяется величиной интенсивности излучения на циклотронных частотах, в то время как роль столкновений становится относительно малой. Основным процессом взаимодействия излучения с такой "бесстолкновительной" плазмой является резонансное циклотронное рассеяние. Учет столкновений приводит к более сложной форме уравнения переноса [1, 2]. Решения уравнения переноса излучения в случае  $t_c \ll t_{\text{eff}}$  существенно отличаются от решения соответствующего уравнения в более слабых магнитных полях, характерных для Солнца и невырожденных звезд. Поэтому плазма на белых карликах с

$B \sim 10^8 - 10^9$  Гс, где хорошо выполняется критерий  $t_c \ll t_{\text{eff}}$ , также находится в экстремальных условиях.

Приведем теперь несколько конкретных примеров взаимодействия излучения с плазмой в экстремальных условиях. Первый из них — это радиационные диски (radiation-driven disks).

Среди немногочисленной семьи наблюдаемых магнитных белых карликов известны четыре объекта — GD 229, PG 1031+234, GrW+70°8247 и недавно исследованный белый карлик с координатами 1408+3054, спектры которых обнаруживают широкие полосы поглощения в ультрафиолетовой области. Эти провалы в спектре не находили своего объяснения до тех пор, пока не было обращено внимание на возможность истечения плазмы из верхней части фотосферы горячих магнитных белых карликов и заполнения ею обширной области вокруг звезды. Причиной этого является сильное давление излучения, вызванное циклотронным рассеянием на частотах  $\omega \simeq \omega_B$ : как показывают расчеты [3], белые карлики с магнитным полем  $B \sim 10^8 - 10^9$  Гс и температурой поверхности  $T_{\text{ph}} \gtrsim 2 \times 10^4$  К могут относиться именно к такой группе объектов с неустойчивой фотосферой.

Существование сильного магнитного поля с замкнутой конфигурацией силовых линий не позволяет плазме покинуть окрестность звезды: она заполняет область, в которой продольная компонента силы радиационного давления  $f_{\text{rad}}$ , действующей на разреженную плазму, превышает соответствующую проекцию силы тяжести  $f_g$ . В реальных условиях белых карликов размер этой области порядка нескольких радиусов звезды. На больших расстояниях от звезды  $f_{\text{rad}} < f_g$  из-за резкого спада радиационного давления, вызванного смещением циклотронной частоты  $\omega_B$  в сторону низких частот, где интенсивность излучения фотосферы сильно убывает [4].

Если оптическая толщина плазменной оболочки по циклотронному рассеянию  $\tau$  меньше единицы, то равновесной конфигурацией отвечает случай, когда плазма собирается вдоль замкнутой "равновесной поверхности", на которой продольные составляющие сил  $f_{\text{rad}}$  и  $f_g$  взаимно компенсируются, и вдоль части плоскости магнитного экватора, расположенной между звездой и равновесной поверхностью. В пределе  $\tau \gg 1$ , когда  $f_{\text{rad}}(\tau) \propto \tau^{-1}$ , устанавливается новая равновесная конфигурация, в которой плазма заполняет всю область, ограниченную равновесной поверхностью. Плотность плазмы нарастает до уровня, при котором в каждой точке рассматриваемой области  $f_g \simeq f_{\text{rad}}(\tau) \propto \tau^{-1} \propto N^{-1}$  (в проекции на направление силовых линий). Это соотношение имеет локальный характер и, очевидно, может быть реализовано в плазменной оболочке.

Оптически толстая по циклотронному рассеянию плазменная оболочка, формируемая под действием давления излучения на циклотронных частотах, оказывает сильное влияние на наблюдаемый спектр белого карлика. Магнитные белые карлики CD 229 и PG 1031+234 дают примеры таких спектров с сильными и глубокими депрессионными полосами в ультрафиолетовой области. Подобная депрессия возникает, если электронная концентрация в оболочке  $N > 10^8$  см<sup>-3</sup> (при условии, что  $B \simeq 5 \times 10^8$  Гс, а масштаб неоднородности дипольного магнитного поля  $L_B \simeq R_*/3 \sim 3 \times 10^8$  см). В полосах депрессии следует ожидать довольно сильной поляризации излучения, хотя, конечно, при определенной ориентации магнитного поля звезды относительно наблюдателя вклад в поляризацию от различных частей звезды может быть заметно скомпенсирован. Указания на такого рода переменность содержатся в данных об ультрафиолетовых спектрах GD 229, полученных с помощью спутника IUE в 1980 и 1994 гг.

Вторым примером проблемы взаимодействия плазмы с излучением в экстремальных условиях является формирование циклотронных линий в спектрах рентгеновских пульсаров и космических гамма-всплесков. Спектр рентгеновского пульсара Her X-1 содержит две циклотронные гармоники на частотах  $\omega_B$  и  $2\omega_B$ , величины которых дают оценку магнитного поля на нейтронной звезде  $B \approx 4 \times 10^{12}$  Гс. Другой пульсар 4U 0115+69 с циклотронной особенностью в рентгеновском спектре связан с нейтронной звездой, обладающей магнитным полем  $B \approx 10^{12}$  Гс.

Возможность образования циклотронных линий у рентгеновских пульсаров была предсказана еще до обнаружения этих особенностей [5]. Наблюдаемые линии имеют довольно узкий профиль; это обусловлено их формированием в горячем полярном пятне с квазигомогенным магнитным полем. Источником нагрева служит направляемая магнитным полем аккреция вещества со звезды-компаньона. Температура плазмы в пятне, оцениваемая по уровню излучения в континууме, достигает  $T \sim 10^8$  К.

Так как перенос циклотронного излучения в плазме на нейтронных звездах, как и на белых карликах, происходит при доминирующей роли резонансного рассеяния, было высказано предположение [6], что циклотронные линии формируются так же, как фраунгоферовы линии в спектрах обычных звезд. В дальнейшем было учтено [7], что перенос излучения вне циклотронной линии определяется нерезонансным томсоновским рассеянием на электронах, а также процессами тормозного излучения и поглощения при свободно-свободных переходах. В результате линия в поглощении появляется в спектре рентгеновского пульсара благодаря сильному циклотронному рассеянию на фоне континуума, который также ослаблен из-за томсоновского рассеяния.

Циклотронные линии также были обнаружены в спектре космических гамма-всплесков детекторами, установленными на борту космических станций серии "Венера". Затем эти линии в спектрах гамма-всплесков были зарегистрированы во многих последующих наблюдениях. Последние результаты такого типа на "Фобосе-2" и "Гинге" обнаружили особенности на двух циклотронных гармониках. Определенные по этим линиям поля в источниках всплесков близки по порядку величины к полям на рентгеновских пульсарах.

Существование циклотронных линий в спектрах космических гамма-всплесков служит одним из главных аргументов в пользу их связи с нейтронными звездами. Однако наблюдения гамма-всплесков на спутнике GRO не обнаружили циклотронных линий; вдобавок распределение источников всплесков по небосводу оказалось изотропным и не обнаружило какой-либо корреляции с галактическим центром или диском. Эти наблюдения дали толчок изучению других сценариев этого явления, основанных на внегалактическом (и, возможно, космологическом) происхождении гамма-всплесков, например, в результате образования горячего плазменного облака после столкновения двух нейтронных звезд (см. подробнее [8]).

Что касается конкретной теории формирования циклотронных линий на магнитных нейтронных звездах, то объяснение узких циклотронных особенностей требует наличия относительно холодной плазмы со средней энергией частиц порядка десятков килоэлектронвольт над горячим пятном; возможно, "холодный" слой представляет собой электрон-позитронную плазму. Образование циклотронных линий было изучено аналитически в [9] путем решения уравнения переноса типа рассеяния и методом Монте-Карло в [10]. Оба метода позволили установить параметры области формирования циклотронных линий; в

[9] был также установлен верхний предел на расстояние до источников гамма-всплесков, имеющих в спектре наряду с основной еще и вторую гармонику: 0,6 кпк и 3 кпк для всплесков GB 880205 и GB 870303 соответственно. На больших расстояниях вторая гармоника, наблюдаемая в поглощении, исчезает вследствие высокой плотности излучения в источнике. Этот предел указывает на галактическое происхождение всплесков, обладающих такого рода особенностями.

Экстремальные условия реализуются также в окрестности черных дыр, где при интенсивной аккреции образуется плазма с высокой плотностью вещества и излучения. В окрестности сферы Шварцшильда возможны активные процессы рождения электрон-позитронных пар [11] (за счет фотон-фотонного взаимодействия, например). Вместе с тем, процессы аннигиляции позитронов и электронов с образованием узких аннигиляционных линий 0,5 МэВ и широкополосных подъемов-всплесков с энергией несколько сотен мегаэлектронвольт на квант в источниках рентгеновского излучения, содержащих, по всей вероятности, черные дыры, происходят достаточно далеко от шварцшильдовского радиуса. В областях аннигиляции плазма имеет вполне классический характер, если не говорить о высоком содержании в ней примеси позитронов. Таким образом, черная дыра непосредственно служит источником частиц (возможно, ускоренных до релятивистских энергий), но процессы излучения, доступного наблюдениям, происходят в условиях, которые, строго говоря, нельзя отнести к экстремальным. Наглядным примером описанной ситуации служит так называемый Великий Аннигилятор — рентгеновский источник 1E 1740.7 – 2942, расположенный в районе центра Галактики. Важным моментом в исследовании этого объекта явилось его обнаружение в микроволновом диапазоне с помощью антенной системы VLA [12]. Оказалось, что в радиодиапазоне он имеет сложное строение — два джета и центральный радиоисточник, положение которого совпадает с рентгеновским. Это обстоятельство позволило предложить модель источника 1E 1740.7 – 2942, единым образом объясняющую происхождение линии 0,5 МэВ, широкополосных всплесков и микроволнового радиоизлучения [13].

Полное изложение доклада будет опубликовано в журнале "Известия ВУЗов. Радиофизика", вып. 11, 1996 (английское издание — *Radiophysics and Quantum Electronics*).

## Список литературы

1. Zheleznyakov V V *Radiation in Astrophysical Plasmas* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996)
2. Zheleznyakov V V *Astrophys. Space Sci.* **97** 229 (1983)
3. Железняков В В, Сербер А В *Письма в Астрон. ж.* **17** 179 (1991)
4. Zheleznyakov V V, Serber A V, Kuijpers J *Astron. Astrophys.* **308** 465 (1996)
5. Gnedin Yu N, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **36** 379 (1974)
6. Trümper J et al. *Astrophys. J.* **219** L105 (1978)
7. Zheleznyakov V V *Astrophys. Space Sci.* **77** 279 (1981)
8. Hurley K *Space Sci. Rev.* **75** 43 (1996)
9. Железняков В В, Сербер А В *Астрон. ж.* **70** 1002 (1993)
10. Wang J C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 1550 (1989)
11. Van Oss R, Belyanin A A *Astron. Astrophys.* **302** 154 (1995)
12. Mirabel I F et al. *Nature* (London) **358** 215 (1992)
13. Zheleznyakov V V, Belyanin A A *Astron. Astrophys.* **287** 782 (1994)