

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ**Атмосферы и излучающие поверхности нейтронных звёзд**

А.Ю. Потехин

Начало XXI века было отмечено прорывом в изучении теплового излучения нейтронных звёзд. Наблюдения на современных космических телескопах доставили большой объём ценной информации, которая, будучи правильно интерпретированной, может прояснить физику сверхплотного вещества, из которого состоят недра этих звёзд. Необходимую основу для этого представляет теория формирования спектров теплового излучения нейтронных звёзд, базирующаяся на физике плазмы и процессов излучения в фотосфере звезды. Дан обзор современного состояния этой теории, причём основное внимание уделено нейтронным звёздам, обладающим сильными магнитными полями. В дополнение к традиционным глубоким (полубесконечным) атмосферам рассмотрены также излучающие конденсированные поверхности нейтронных звёзд и "тонкие" (конечные) атмосферы над ними.

PACS numbers: 97.10.Ex, 97.10.Ld, 97.60.Jd

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201408a.0793

Содержание

1. Введение (793).
2. Основные характеристики нейтронных звёзд (794).
 - 2.1. Массы и радиусы.
 - 2.2. Магнитные поля.
 - 2.3. Эффекты общей теории относительности.
 - 2.4. Измерение массы и радиуса по тепловому спектру.
 - 2.5. Оболочки нейтронных звёзд.
 - 2.6. Атмосфера.
3. Нейтронные звёзды с тепловыми спектрами (800).
 - 3.1. Рентгеновские транзиенты.
 - 3.2. Радиопульсары.
 - 3.3. Барстеры.
 - 3.4. Радиотихие нейтронные звёзды.
 - 3.5. Нейтронные звёзды с линиями поглощения в тепловом спектре.
4. Немагнитные атмосферы (803).
 - 4.1. Когда атмосферу можно считать немагнитной?
 - 4.2. Перенос излучения.
 - 4.3. Атмосферы барстеров.
 - 4.4. Фотосфера изолированных нейтронных звёзд.
 - 4.5. Атмосферы нейтронных звёзд в маломассивных двойных системах.
 - 4.6. Фотосфера милликсундных пульсаров.
5. Вещество в сильном магнитном поле (808).
 - 5.1. Квантование Ландау.
 - 5.2. Взаимодействие с излучением.
 - 5.3. Атомы.
 - 5.4. Молекулы и молекулярные ионы.
 - 5.5. Релятивистские эффекты.
 - 5.6. Учёт конечной массы ядер.
 - 5.7. Уравнение состояния.
 - 5.8. Ионизационное равновесие.
 - 5.9. Применимость

А.Ю. Потехин. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, 194021 Санкт-Петербург, Российская Федерация
Тел./факс (812) 292-71-80. E-mail: palex@astro.ioffe.ru
Centre de Recherche Astrophysique de Lyon (CNRS, UMR 5574); Ecole Normale Supérieure de Lyon; Université de Lyon, Université Lyon 1; Observatoire de Lyon, 9 avenue Charles André, 69230 Saint-Genis-Laval, France; Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Пулковское шоссе 65, 196140 Санкт-Петербург, Российская Федерация
Статья поступила 19 сентября 2013 г., после доработки 10 ноября 2013 г.

- 5.10. Конденсированная поверхность.
 6. Магнитные атмосферы (819).
 - 6.1. Перенос излучения в нормальных модах.
 - 6.2. Поляризумость плазмы.
 - 6.3. Поляризация вакуума.
 - 6.4. Векторы поляризации нормальных мод.
 - 6.5. Непрозрачности.
 - 6.6. Спектры магнитных фотосфер.
 7. Спектры нейтронных звёзд с конденсированной поверхностью (823).
 - 7.1. Излучение обнажённой нейтронной звезды.
 - 7.2. Тонкие и слоистые атмосферы.
 8. Теоретическая интерпретация наблюдаемых спектров (825).
 - 8.1. RX J1856.5 – 3754.
 - 8.2. RBS 1223.
 - 8.3. 1E 1207.4 – 5209.
 - 8.4. PSR J1119 – 6127.
 - 8.5. Массы и радиусы: результаты.
 9. Заключение (826).
- Список литературы (828).**

1. Введение

Нейтронные звёзды являются самыми компактными из когда-либо наблюдавшихся звёзд: при типичной массе $M \sim (1-2) M_\odot$, где $M_\odot = 2 \times 10^{33}$ г — масса Солнца, радиус нейтронной звезды $R \approx 10-13$ км. Средняя плотность такой звезды $\sim 10^{15}$ г см⁻³ примерно в три раза превосходит среднюю плотность тяжёлого атомного ядра $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14}$ г см⁻³, а плотность в центре звезды может превышать ρ_0 на порядок. Столь плотное вещество нельзя получить в лаборатории, а его свойства ещё только предстоит определить. Не вполне известен даже его состав, — ведь нейтронные звёзды, несмотря на название, состоят не только из нейтронов. Для описания вещества этих звёзд построены разнообразные теоретические модели (см. [1] и приведённые там ссылки), и выбор в пользу одной из них требует анализа и интерпретации результатов подходящих наблюдений. Поэтому наблюдаемые проявления нейтронных звёзд можно использовать для проверки теоретических моделей.

лой вещества в экстремальных состояниях [2]. И наоборот, прогресс в изучении экстремальных состояний вещества создаёт необходимые предпосылки для построения корректных моделей нейтронных звёзд и адекватной интерпретации их наблюдений. Более общий обзор этих проблем дан в [3], а в данной статье мы подробнее рассмотрим одну из них — формирование теплового электромагнитного излучения, исходящего от нейтронной звезды.

Нейтронные звёзды делятся на аккрецирующие, т.е. те, на которые падает вещество извне, и изолированные, акрецией на которые можно пренебречь. Встречаются также транзиентно аккрецирующие нейтронные звёзды (рентгеновские транзиенты), у которых периоды активности, во время которых происходит интенсивная акреция, перемежаются с периодами спокойствия, когда акреция почти отсутствует. Подавляющая доля излучения аккрецирующих нейтронных звёзд порождена падающим на них веществом, образующим околосвёздный диск, акреционные потоки и горячий пограничный слой на поверхности. Напротив, значительная часть излучения изолированных нейтронных звёзд, а также транзиентов в спокойном состоянии, по-видимому, возникает на их поверхности или в атмосфере. Для объяснения этого излучения важно знать свойства оболочек, участвующих в формировании спектра. С другой стороны, сравнение теоретических предсказаний с измеренными спектрами нейтронных звёзд можно использовать для проверки теоретических моделей плотной замагниченной плазмы, из которой состоят эти оболочки.

Мы рассмотрим самые внешние оболочки нейтронных звёзд — их атмосферы. Звёздная атмосфера — это слой плазмы, в котором формируется спектр электромагнитного излучения и из которого оно без заметных потерь уходит в пространство. Спектр содержит ценную информацию о химическом составе и температуре поверхности, силе и геометрии магнитного поля, а также о массе и радиусе звезды.

В большинстве случаев плотность в атмосфере возрастает с увеличением глубины постепенно, без скачка, но звёзды с очень низкой температурой или со сверхсильным магнитным полем могут иметь твёрдую или жидкую конденсированную поверхность. Формирование спектра при наличии такой поверхности также будет рассмотрено в настоящей статье.

2. Основные характеристики нейтронных звёзд

2.1. Массы и радиусы

Соотношение между массой M и радиусом R звезды определяется решением уравнения гидростатического равновесия для заданного уравнения состояния — зависимости давления P от плотности ρ и температуры T — совместно с уравнением теплового баланса. Давление во внутренних областях нейтронной звезды создают главным образом сильно вырожденные фермионы, у которых энергия Ферми $\epsilon_F \gg k_B T$ (k_B — постоянная Больцмана), поэтому при расчёте $R(M)$ зависимостью от T можно пренебречь. Центральные области, в которых $\rho \gtrsim \rho_0$, не имеют хорошего описания из-за отсутствия строгой релятивистской теории многих частиц с сильным взаимодействием. Но существует много приближён-

ных моделей, которые дают некоторый диапазон теоретических уравнений состояния и, следовательно, соотношений $R(M)$ (см., например, [1], гл. 6).

Для гидростатической устойчивости необходимо, чтобы плотность в центре звезды возрастала с увеличением массы M . Это условие выполняется в некотором интервале $M_{\min} < M < M_{\max}$. Минимальное значение массы нейтронных звёзд установлено довольно надёжно, $M_{\min} \approx 0,1 M_\odot$ [4]. Для максимального значения M_{\max} конкурирующие теоретические модели ещё недавно допускали широкий диапазон значений: $(1,5-2,5) M_\odot$ (см., например, [1], табл. 6.1), но обнаружение нейтронных звёзд с массами $M = 1,97 \pm 0,04 M_\odot$ [5] и $M = 2,01 \pm 0,04 M_\odot$ [6] показало, что $M_{\max} \gtrsim 2 M_\odot$.

Численное моделирование образования нейтронных звёзд [7, 8] показывает, что их массы, как правило, превышают M_\odot , причём наиболее типичные значения лежат в интервале $(1,2-1,6) M_\odot$. Данные наблюдений в целом согласуются с этими выводами. Массы нескольких пульсаров, входящих в двойные системы с другими компактными звёздами, известны с высокой точностью ($\lesssim 1\%$) благодаря измерениям эффектов общей теории относительности (ОТО), влияющих на параметры их орбит. Все они лежат в интервале от $1,3 M_\odot$ до $2,0 M_\odot$ [5, 6, 9]. Массы других нейтронных звёзд, измеренные с точностью лучше 10 %, занимают диапазон $M_\odot \lesssim M \lesssim 2 M_\odot$ [1, 10].

Возможно, что если бы R и M были одновременно известны с высокой точностью хотя бы для одной нейтронной звезды, то это позволило бы выбрать какое-то из уравнений состояния ядерной материи как наиболее реалистичное. Однако точность определения радиусов нейтронных звёзд пока оставляет желать лучшего.

2.2. Магнитные поля

Большинство известных нейтронных звёзд обладают сильными магнитными полями, недоступными в земных лабораториях. Гнедин и Сюняев [11] указали, что спектры таких звёзд могут содержать резонансную электронную циклотронную линию. Её обнаружение позволяет найти магнитную индукцию B из измерения циклотронной частоты $\omega_c = eB/(m_e c)$, где m_e и $(-e)$ — масса и заряд электрона, а c — скорость света в вакууме (здесь и далее используется гауссова система единиц). Открытие циклотронной линии в спектре рентгеновского пульсара в двойной системе Геркулес X-1 [12] послужило блестящим подтверждением этой идеи. Сейчас известно около 20 аккрецирующих рентгеновских пульсаров, в спектрах которых наблюдается электронная циклотронная линия, а порой и несколько её гармоник с энергиями в десятки килоэлектронвольт, соответствующими $B \approx \approx (1-4) \times 10^{12} \text{ Гс}$ (например, [13-16]).

В работе [17] была предложена альтернативная интерпретация наблюдаемых линий. Она предполагает сильно анизотропное распределение скоростей электронов в бесстолкновительной ударной волне с большими значениями лоренц-фактора (отношения полной энергии электрона к $m_e c^2 = 511 \text{ кэВ}$), $\gamma_r \approx 40$. Частота излучения таких электронов многократно возрастает из-за релятивистского эффекта Доплера, что позволяет объяснить наблюдаемое положение линии гораздо более слабым полем, чем в обычной интерпретации. В [18] было отмечено, что с этой моделью трудно примирить малую ширину наблюдаемых линий (от одного до нескольких

килоэлектронвольт [13]). Она также не объясняет, почему положение линий обычно почти постоянно. Например, измеренная циклотронная частота аккрецирующего рентгеновского пульсара A 0535 + 26 остаётся практически постоянной при изменении его светимости на два порядка [19].

С другой стороны, у большинства рентгеновских пульсаров всё же имеется зависимость энергий наблюдаемых циклотронных линий от светимости, хотя и слабая [20]. Для объяснения этой зависимости в работе [21] выдвинуто предположение, что циклотронные линии формируются при отражении излучения аккреционной колонки от поверхности звезды, а так как с увеличением светимости освещаются области поверхности с меньшей широтой, в которых поле слабее, чем на полюсе, то частота убывает. Но такая модель не объясняет, почему иногда наблюдается увеличение частоты с ростом светимости, и, как отмечено в работе [22], не воспроизводит рентгеновские импульсы при большой светимости.

Количественное описание всех наблюдаемых зависимостей циклотронной частоты от светимости развито в работе [20] на основе физической модели образования циклотронных линий в аккреционной колонке. Высота той области над поверхностью звезды, где формируются линии, составляет $h \sim (10^{-3} - 10^{-1}) R$ и коррелирует со светимостью, причём в зависимости от величины светимости эта корреляция может быть как отрицательной, так и положительной. При этом центр линии располагается на частоте $\omega_c/(1+h/R)^3$, где ω_c — циклотронная частота у основания аккреционной колонки. В работе [22] дополнительно учтено изменение диаметра полярной шапки и диаграммы направленности излучения с изменением светимости, что позволило объяснить вариации ширины и глубины наблюдаемых линий в добавок к вариациям их частот.

Когда в спектре нет опознанной циклотронной линии, приходится прибегать к косвенным оценкам магнитного поля. Для одиночных пульсаров наиболее распространена оценка по формуле

$$B \approx 3,2 \times 10^{19} C \sqrt{\dot{P}P} \text{ Гс}, \quad (1)$$

где P — величина периода в секундах, \dot{P} — производная периода по времени, а C — коэффициент, зависящий от параметров звезды. Для врачающегося магнитного диполя в вакууме [23] $C = R_6^{-3} (\sin \alpha)^{-1} \sqrt{I_{45}}$, где $R_6 \equiv R/(10^6 \text{ см})$, I_{45} — момент инерции в единицах 10^{45} г см^2 , а α — угол между магнитной осью и осью вращения. В этом случае формула (1) даёт магнитную индукцию на экваторе. Если $M \approx (1-2) M_\odot$, то $R_6 \approx \approx 1,0-1,3$ и $I_{45} \approx 1-3$ (см. [1]). Для оценок в (1) обычно полагают $C = 1$ (например, [24]).

Реальный пульсар сильно отличается от врачающегося магнитного диполя, так как его магнитосфера заполнена заряженной плазмой, в которой текут электрические токи (см. обзоры [25–28] и недавние статьи [29–31]). Согласно модели Бескина и др. [32, 33], магнитодипольное излучение за пределами магнитосферы отсутствует, а вращение тормозится из-за токовых потерь энергии. Однако соотношение между B и $\dot{P}P$ остаётся похожим. Результаты численного моделирования поведения плазмы в магнитосфере пульсара приближённо описываются выражением (1) с коэффициентом $C \approx \approx 0,8R_6^{-3} (1 + \sin^2 \alpha)^{-1/2} \sqrt{I_{45}}$ [34]. Как показано в обзоре [28], этот результат не противоречит модели [32, 33].

1*

Магнитные поля обычных радиопульсаров распределены вблизи $B \sim 10^{12} \text{ Гс}$ [35], у "подкрученных" миллисекундных пульсаров $B \sim (10^8 - 10^{10}) \text{ Гс}$ [35–37], а поля магнитаров намного превышают 10^{13} Гс [38, 39]. Согласно наиболее распространённым представлениям, магнитарами являются аномальные рентгеновские пульсары (АРП) и источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (МПГ) [38–42]. Для них оценка (1) чаще всего (хотя и не всегда) даёт $B \sim 10^{14} \text{ Гс}$, но для объяснения их энергетики используются магнитные поля, достигающие в ядре нейтронной звезды при её рождении значений $B \sim 10^{16} - 10^{17} \text{ Гс}$ (см. работу [43] и ссылки в ней). Численные расчёты [44] показывают, что магниторотационная неустойчивость в оболочке сверхновой — предшественнице нейтронной звезды — может привести к появлению нестационарных магнитных полей, превышающих 10^{15} Гс . Предполагается, что у магнитаров, в дополнение к полоидальному магнитному полю на поверхности, имеется на порядки более сильное торoidalное поле, сосредоточенное в более глубоких слоях [45, 46]. Действительно, для устойчивости полоидальной составляющей магнитного поля с характерной величиной B_{pol} в нейтронной звезде необходимо наличие торoidalной составляющей B_{tor} , такой что по порядку величины $B_{\text{pol}} \lesssim B_{\text{tor}} \lesssim 10^{16} \text{ Гс} \sqrt{B_{\text{pol}}/(10^{13} \text{ Гс})}$ [47]. В то же время появляется всё больше свидетельств отсутствия чёткого различия как между АРП и МПГ [48], так и между этими объектами и другими нейтронными звёздами [41, 42, 49]. Появилось даже парадоксальное название "магнитар со слабым магнитным полем", применяемое к тем АРП и МПГ, у которых $B \ll 10^{14} \text{ Гс}$ (см., например, [50, 51] и ссылки в них).

Для большинства изолированных нейтронных звёзд оценка магнитного поля по формуле (1) согласуется с другими данными (например, с наблюдаемыми свойствами дуговой ударной волны в околозвёздной туманности [52]). Но для АРП и МПГ нельзя отвергнуть альтернативные модели, вместо сверхсильных магнитных полей предполагающие слабую аккрецию на молодую нейтронную звезду с обычным полем $B \sim 10^{12} \text{ Гс}$ из околозвёздного диска, который мог бы остаться после взрыва сверхновой [53–56]. Предложена также "дрейфовая модель", согласно которой наблюдаемые периоды АРП и МПГ равны не периоду вращения звезды, а периоду дрейфовых волн, изменяющих кривизну магнитных силовых линий и направление излучения на периферии магнитосферы нейтронной звезды с полем $B \sim \sim 10^{12} \text{ Гс}$ [57, 58]. Наконец, ещё одна модель предполагает, что АРП и МПГ — это и вовсе не нейтронные звёзды, а массивные ($M > M_\odot$) быстро вращающиеся белые карлики с $B \sim 10^8 - 10^9 \text{ Гс}$ ([59] и ссылки там).

Значения магнитных полей нейтронных звёзд, которые удается измерить, чудовищно велики по земным меркам, но всё же далеки от теоретического верхнего предела. Этот предел можно оценить по порядку величины, приравнив гравитационную энергию звезды к её электромагнитной энергии [60]. Для нейтронных звёзд такая оценка даёт предельное магнитное поле $B_{\text{max}} \sim \sim 10^{18} - 10^{19} \text{ Гс}$ [61]. Численное моделирование гидростатического равновесия намагниченных нейтронных звёзд показывает, что $B_{\text{max}} \lesssim 10^{18} \text{ Гс}$ [62–65]. Более сильное магнитное поле потребовало бы для своего поддержания столь мощных электрических токов, что их взаимодействие разрушило бы звезду. Заметим, кстати, что

максимальное магнитное поле, допускаемое квантовой электродинамикой, по порядку величины составляет $[m_e^2 c^3 / (e\hbar)] \exp(\pi^{3/2} / \sqrt{\alpha_f}) \approx 10^{42}$ Гс [66], где $\alpha_f = e^2 / (\hbar c) \approx 1/137$ — постоянная тонкой структуры, \hbar — постоянная Планка, делённая на 2π .

Ниже мы увидим, что магнитные поля $B \gtrsim 10^{11}$ Гс сильно влияют на важнейшие характеристики оболочек нейтронных звёзд. Эти эффекты особенно заметны на излучающих поверхностях и в атмосферах, которые являются главным предметом рассмотрения в данном обзоре.

2.3. Эффекты общей теории относительности

То, насколько важны для звезды эффекты ОТО, определяется её параметром компактности

$$x_g = \frac{r_g}{R}, \quad (2)$$

где

$$r_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 2,95 \frac{M}{M_\odot} \text{ км} \quad (3)$$

— гравитационный радиус, G — гравитационная постоянная. Параметр компактности типичной нейтронной звезды составляет от $1/5$ до $1/2$, т.е. не мал (для сравнения, у Солнца $x_g = 4,24 \times 10^{-6}$). Поэтому эффектами ОТО нельзя пренебрегать. Отсюда вытекают два важных следствия: во-первых, количественная теория нейтронных звёзд должна быть релятивистской, а во-вторых, наблюдения нейтронных звёзд открывают уникальную возможность измерения эффектов ОТО и проверки её предсказаний.

Согласно ОТО, гравитационное ускорение на поверхности записывается в виде

$$g = \frac{GM}{R^2 \sqrt{1 - x_g}} = \frac{1,328 \times 10^{14}}{\sqrt{1 - x_g}} \frac{M/M_\odot}{R_6^2} \text{ см с}^{-2}. \quad (4)$$

Гидростатическое равновесие звезды определяется уравнением Толмена – Оппенгеймера – Волкова (поправки к нему, вносимые вращением и магнитным полем, пренебрежимо малы для большинства нейтронных звёзд):

$$\frac{dP}{dr} = - \left(1 + \frac{P}{\rho c^2} \right) \left(1 + \frac{4\pi r^3 P}{M_r c^2} \right) \left(1 - \frac{2GM_r}{rc^2} \right)^{-1/2}, \quad (5)$$

где r — радиальная координата, отсчитываемая от центра звезды, а M_r — масса, заключённая внутри сферы радиуса r .

Частота фотона, равная ω в локально-инерциальной системе отсчёта на поверхности звезды, претерпевает красное смещение, т.е. сдвигается к меньшей частоте ω_∞ в системе отсчёта удалённого наблюдателя. Поэтому спектр теплового излучения звезды с эффективной температурой T_{eff} , измеренный удалённым наблюдателем, соответствует более низкой эффективной температуре

$$T_{\text{eff}}^\infty = \frac{T_{\text{eff}}}{1 + z_g}, \quad (6)$$

где

$$z_g \equiv \frac{\omega}{\omega_\infty} - 1 = (1 - x_g)^{-1/2} - 1 \quad (7)$$

— параметр красного смещения. Здесь и далее индекс ∞ указывает, что рассматриваемая величина измерена на большом удалении от звезды и может отличаться от своего значения вблизи поверхности.

Наряду с радиусом R , определяемым длиной экватора $2\pi R$ в локально-инерциальной системе отсчёта, часто вводят в рассмотрение *видимый радиус* для удалённого наблюдателя:

$$R_\infty = R(1 + z_g). \quad (8)$$

С уменьшением R увеличивается z_g , и в результате видимый радиус имеет минимум, $\min R_\infty \approx 12–14$ км ([1], гл. 6).

Видимая фотонная светимость L_{ph}^∞ и светимость в системе отсчёта звезды L_{ph} определяются законом Стефана – Больцмана

$$L_{\text{ph}}^\infty = 4\pi\sigma_{\text{SB}} R_\infty^2 (T_{\text{eff}}^\infty)^4, \quad L_{\text{ph}} = 4\pi\sigma_{\text{SB}} R^2 T_{\text{eff}}^4, \quad (9)$$

где $\sigma_{\text{SB}} = \pi^2 k_B^4 / (60\hbar^3 c^2)$. Согласно формулам (6)–(8), они связаны между собой следующим образом:

$$L_{\text{ph}}^\infty = (1 - x_g) L_{\text{ph}} = \frac{L_{\text{ph}}}{(1 + z_g)^2}. \quad (10)$$

В отсутствие полной сферической симметрии удобно определить локальную эффективную температуру поверхности T_s согласно соотношению

$$F_{\text{ph}}(\theta, \varphi) = \sigma_{\text{SB}} T_s^4, \quad (11)$$

где F_{ph} — локальная плотность радиального потока излучения на поверхности звезды в точке, заданной полярным (θ) и азимутальным (φ) углами в сферической системе координат. При этом

$$L_{\text{ph}} = \int_0^\pi \sin \theta \, d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi F_{\text{ph}}(\theta, \varphi). \quad (12)$$

Точно так же видимая светимость L_{ph}^∞ из (10) связана с видимой плотностью потока $F_{\text{ph}}^\infty = \sigma_{\text{SB}} (T_s^\infty)^4$ в системе удалённого наблюдателя, что согласуется с соотношением $T_s^\infty = T_s / (1 + z_g)$, аналогичным (6).

Выражения (6), (8) и (10) находятся в согласии с представлениями об искривлении световых лучей и замедлении времени вблизи массивного тела. Если угол между волновым вектором \mathbf{k} и нормалью к поверхности \mathbf{n} в точке испускания фотона составляет θ_k , то к наблюдателю приходит фотон, волновой вектор \mathbf{k}' которого образует с вектором \mathbf{n} угол $\theta > \theta_k$ (рис. 1). Строгая теория влияния искривления лучей вблизи звезды на её наблюдаемый спектр была построена в работе [67] и приведена к удобному виду в [68, 69]. С погрешностью, не превышающей нескольких процентов, при $x_g < 0,5$ применима простая аппроксимация [70]:

$$\cos \theta_k = x_g + (1 - x_g) \cos \theta. \quad (13)$$

При $\cos \theta_k < x_g$ из (13) получается $\theta > \pi/2$, т.е. наблюдатель как бы заглядывает за горизонт нейтронной звезды. В частности, для звезды с дипольным магнитным полем при достаточно большом угле θ_m наклона вектора дипольного момента звезды \mathbf{m} к лучу зрения

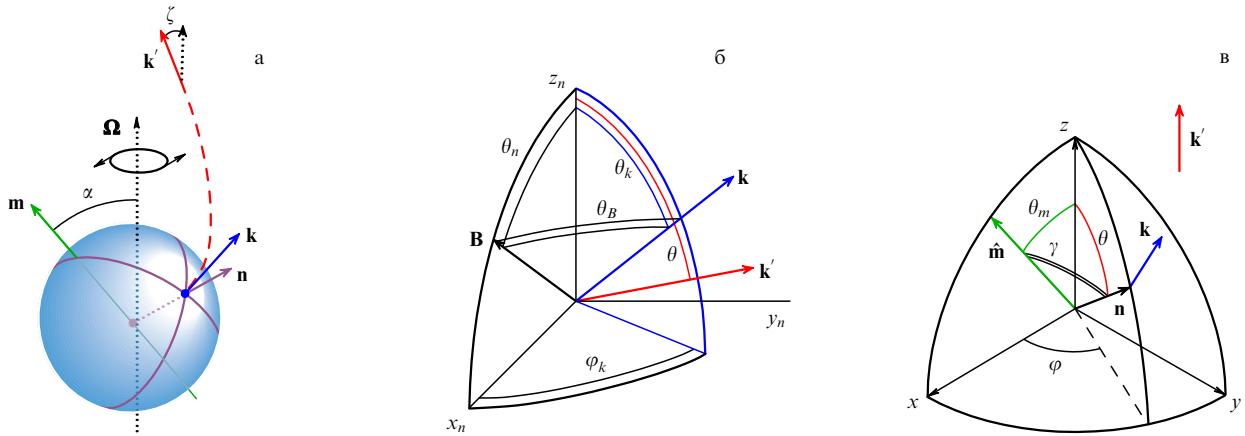


Рис. 1. (В цвете онлайн.) (а) Иллюстрация гравитационного искривления лучей вблизи нейтронной звезды: \mathbf{n} — нормаль к поверхности в точке излучения, \mathbf{k} — волновой вектор испущенного луча в локальной системе отсчёта, \mathbf{k}' — волновой вектор в системе наблюдателя. Дополнительно показаны вектор вращения звезды $\boldsymbol{\Omega}$ и магнитный момент \mathbf{m} . Отмечены углы, которые образует ось вращения с магнитной осью (α) и лучом зрения (ζ). (б) Волновые векторы \mathbf{k} , \mathbf{k}' и вектор магнитной индукции \mathbf{B} в локальной системе координат (x_n, y_n, z_n) с осью аппликат вдоль \mathbf{n} и осью абсцисс вдоль проекции \mathbf{B} на поверхность звезды; θ_n — угол наклона магнитных силовых линий относительно \mathbf{n} , θ_k и θ — углы наклона волновых векторов к нормали, θ_B — угол между лучом и магнитным полем, φ_k — азимутальный угол. (в) Векторы \mathbf{n} , \mathbf{k} , \mathbf{k}' и $\hat{\mathbf{m}} \equiv \mathbf{m}/|\mathbf{m}|$ в системе координат (x, y, z) с осью аппликат вдоль луча зрения наблюдателя и осью абсцисс вдоль проекции магнитного момента на картинную плоскость; θ_m — угол наклона магнитного момента \mathbf{m} к лучу зрения, γ — угол между \mathbf{n} и $\hat{\mathbf{m}}$, φ — азимутальный угол.

можно видеть одновременно оба противоположных магнитных полюса. Очевидно, что подобные эффекты необходимо учитывать при сравнении теоретических моделей излучения нейтронных звёзд с данными наблюдений.

Пусть I_ω — спектральная лучевая интенсивность, отнесённая к единичному интервалу круговой частоты (если I_ν — лучевая интенсивность, отнесённая к линейной частоте, то $I_\omega = I_\nu/(2\pi)$; см. [71]). Вклад в наблюдаемую плотность потока излучения от малого участка поверхности звезды площадью dA в интервале круговых частот $[\omega, \omega + d\omega]$ равен [72, 73]

$$dF_{\omega_\infty}^\infty = I_\omega(\mathbf{k}) \cos \theta_k \left| \frac{d \cos \theta_k}{d \cos \theta} \right| \frac{dA}{D^2} (1 - x_g) d\omega, \quad (14)$$

где $d\omega = (1 + z_g) d\omega_\infty$. Здесь и далее мы предполагаем, что скорость, с которой движется участок dA из-за вращения звезды, много меньше скорости света. Если это условие не выполняется, то правую часть (14) следует умножить на $(\cos \theta_k / \cos \tilde{\theta}_k)^4$, где $\tilde{\theta}_k$ — угол между нормалью к поверхности и волновым вектором в системе отсчёта, сопутствующей участку dA в момент излучения [72, 73]. Для сферической звезды формулы (13) и (14) дают

$$F_{\omega_\infty}^\infty = (1 - x_g)^{3/2} \frac{R^2}{D^2} \int I_\omega(\mathbf{k}; \theta, \varphi) \cos \theta_k \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (15)$$

где интегрирование ограничено условием $\cos \theta_k > 0$.

Магнитное поле тоже искажается из-за искривления пространства в ОТО. Для однородного и дипольного полей это искажение описано в статье Гинзбурга и Озерного [74]. В случае дипольного поля вектор магнитной индукции равен

$$\mathbf{B} = B_p (\mathbf{n} \hat{\mathbf{m}}) \mathbf{n} + B_{eq} [(\mathbf{n} \hat{\mathbf{m}}) \mathbf{n} - \hat{\mathbf{m}}], \quad (16)$$

где $\hat{\mathbf{m}} = \mathbf{m}/|\mathbf{m}|$ — направление магнитной оси, B_{eq} и B_p — значения магнитной индукции соответственно на эква-

торе и на полюсе, а их отношение равно

$$\frac{B_{eq}}{B_p} = \frac{x_g^2/2 - (1 - x_g) \ln(1 - x_g) - x_g}{[\ln(1 - x_g) + x_g + x_g^2/2] \sqrt{1 - x_g}}. \quad (17)$$

При переходе к плоской геометрии ($x_g \rightarrow 0$) $B_{eq} \rightarrow B_p/2$, а в общем случае $B_{eq}/B_p > 1/2 + x_g/8$.

Муслимов и Цыган [75] вывели разложение компонент вектора \mathbf{B} полоидального магнитного поля по скалярным сферическим гармоникам вблизи неподвижной нейтронной звезды вне рамок дипольного приближения. Выражения (16) и (17) являются частным случаем этого разложения. Петри [76] разработал методику разложения электромагнитных полей вокруг вращающейся замагниченной звезды по векторным сферическим гармоникам, позволяющую найти решение уравнений Мак-Свелла в рамках ОТО для произвольной мультипольной составляющей магнитного поля. При этом решения для невращающейся звезды в ОТО [75] и для вращающегося диполя в плоской геометрии [23] воспроизводятся как частные случаи.

2.4. Измерение массы и радиуса по тепловому спектру

Информацию о массе и радиусе нейтронной звезды можно получить из её теплового спектра. Для начала рассмотрим излучение абсолютно чёрного тела, спектр которого описывается функцией Планка¹

$$B_{\omega, T} = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^3 c^2} \frac{1}{\exp[\hbar \omega/(k_B T)] - 1}, \quad (18)$$

и пренебрежём межзвёздным поглощением и неоднородностью распределения температуры по поверхности. По положению спектрального максимума $\hbar \omega_{max} = 2,8 k_B T$ определим эффективную температуру T_{eff}^∞ , а по измеренной интенсивности вычислим плотность полного потока приходящего излучения F_{bol} . Если звезда находится от нас на расстоянии D , то её видимая фотонная

¹ $B_{\omega, T}$ — спектральная интенсивность неполяризованного излучения чёрного тела, отнесённая к круговой частоте (см. [71]).

светимость определяется как $L_{\text{ph}}^\infty = 4\pi D^2 F_{\text{bol}}$. Отсюда с помощью (9) находим R_∞ .

В действительности сопоставление теоретического и измеренного спектров зависит от большего числа параметров. Во-первых, спектр искажается из-за поглощения в межзвёздной среде. Искажение рентгеновской части спектра межзвёздным газом приближённо описывается множителем $\exp [-(N_{\text{H}}/10^{21} \text{ см}^{-2}) (\hbar\omega/0,16 \text{ кэВ})^{-8/3}]$, где N_{H} — лучевая концентрация водорода [77]. Поэтому из анализа спектра можно оценить N_{H} . Если расстояние D неизвестно, то можно попытаться его оценить, предположив типичную концентрацию межзвёздного газа, характерную для данной области Галактики, и использовав D как параметр подгонки.

Во-вторых, распределение температуры по поверхности звезды может быть неоднородным. Например, в противоположность холодным полюсам Земли, у пульсаров имеются нагретые области вблизи магнитных полюсов — "горячие полярные шапки". У аккрецирующих нейтронных звёзд сильным магнитным полем полярные шапки нагреваются веществом, перетекающим со звезды-компаньона через аккреционный диск и аккреционную колонку (см. статьи [78, 79] и ссылки в них), а у одиночных пульсаров и магнитаров — током заряженных частиц, рождающихся в магнитосфере и ускоряющихся электрическим полем вдоль магнитных силовых линий (см. обзоры [25, 28, 80], а также статьи [81, 82] и ссылки в них). Тепловой спектр таких нейтронных звёзд иногда представляют состоящим из двух компонент, одна из которых относится к нагретой области, а другая — к остальной поверхности, каждая со своими значениями эффективной температуры и эффективного видимого радиуса излучающей области (например, [83]). Кроме того, сильное магнитное поле, напряжённость и направление которого меняются от точки к точке, влияет на теплопроводность звёздной оболочки, а значит, температура T_s остигающей нейтронной звезды вне приполярных областей тоже неоднородна (см., например, [84, 85]).

Наконец, звезда — не абсолютно чёрное тело, поэтому спектр её излучения отличается от планковского. Моделирование спектра является сложной задачей, включающей решение уравнений гидростатического равновесия, баланса энергии и переноса излучения (ниже мы рассмотрим её более подробно). Коэффициенты этих уравнений зависят от химического состава атмосферы, эффективной температуры, ускорения силы тяжести и магнитного поля. Делая различные предположения о химическом составе, значениях M , R , T_{eff} и B , а также о распределениях T_s и \mathbf{B} по поверхности звезды, получают разные модельные спектры, сравнение которых с наблюдаемым спектром позволяет оценить приемлемые значения параметров. Зная форму спектра, можно вычислить F_{bol} и по формуле (9) определить R_∞ . Отождествление спектральных особенностей может дать значение z_g . Одновременное отыскание z_g и R_∞ позволяет на основе формул (2), (3), (7) и (8) вычислить массу M . Этот способ определения массы и радиуса звезды требует надёжного теоретического описания оболочек, влияющих на температуру поверхности и спектр излучения.

2.5. Оболочки нейтронных звёзд

Не только сверхплотное ядро нейтронной звезды, но и её оболочки находятся большей частью в таких условиях,

которые невозможно создать в лаборатории. По земным меркам они характеризуются сверхвысокими значениями давления, плотности, температуры и магнитного поля. Оболочки различаются по своему составу, агрегатному состоянию, а также по своей роли в эволюции звезды и её свойствах.

Вещество самых глубоких оболочек, примыкающих к ядру нейтронной звезды, представляет собой нейтронную жидкость, в которую погружены атомные ядра и электроны. Нейтроны и электроны в этих слоях сильно вырождены, а ядра являются нейтронно-избыточными — число нейтронов в них может в несколько раз превышать число протонов, и лишь гигантское давление удерживает их от распада. Электростатическое взаимодействие ядер настолько сильно, что упорядочивает ядра в кристаллическую решётку, которая формирует твёрдую звёздную кору. Между корой и ядром звезды может находиться мантия (её существование, правда, предсказывается не всеми современными моделями плотной ядерной материи). Атомные ядра в ней принимают экзотические формы протяжённых цилиндров или плоскостей [86]. Такое вещество ведёт себя подобно жидким кристаллам [87].

Кора нейтронной звезды делится на внутреннюю и внешнюю. Внешняя кора отличается отсутствием свободных нейтронов. Граница пролегает при критической плотности ρ_{nd} , выше которой начинается "просачивание нейтронов" (англ. "neutron drip") из ядер. Согласно современным оценкам [88], $\rho_{\text{nd}} = 4,3 \times 10^{11} \text{ г см}^{-3}$. С уменьшением концентрации ионов n_i электростатическое взаимодействие между ними ослабевает, и в итоге вместо кристаллической решётки термодинамическую устойчивость приобретает кулоновская жидкость. Положение границы плавления, которую можно назвать дном океана нейтронной звезды, зависит от температуры и химического состава оболочки. Если все ионы (атомные ядра) в кулоновской жидкости имеют один и тот же заряд Ze и массу $m_i = Am_u$, где $m_u = 1,66 \times 10^{-24} \text{ г}$ — атомная единица массы, и если магнитное поле не слишком сильное, то динамика ионов определяется только параметром кулоновской связи Γ_{Coul} — отношением характерной электростатической энергии ионов к их тепловой энергии:

$$\Gamma_{\text{Coul}} = \frac{(Ze)^2}{a_i k_B T} = \frac{22,75 Z^2}{T_6} \left(\frac{\rho_6}{A} \right)^{1/3}, \quad (19)$$

где $a_i = (4\pi n_i/3)^{-1/3}$, $T_6 \equiv T/(10^6 \text{ К})$, $\rho_6 \equiv \rho/(10^6 \text{ г см}^{-3})$. Из-за сильной вырожденности электронов их часто рассматривают как однородный фон отрицательного заряда. В такой модели плавление наступает при $\Gamma_{\text{Coul}} = 175$ [89]. Однако взаимодействие электронов с ионами и квантующее магнитное поле могут привести к сдвигу точки плавления на десятки процентов [89, 90].

Сильная гравитация приводит к быстрому разделению химических элементов [91–95]. Комбинируя результаты работ [93–95], находим, что в океане нейтронной звезды характерное время оседания примесных ионов с массовым A' и зарядовым Z' числами (т.е. время, за которое ионы передвигаются на барометрическую глубину $P/(\rho g)$) составляет

$$t_{\text{sed}} \approx \frac{46 Z^{2,9} (Z')^{0,3} A^{-1,8}}{A' - AZ'/Z + \Delta_T + \Delta_C} \frac{\rho_6^{1,3}}{g_{14}^2 T_6^{0,3}} \text{ дней}, \quad (20)$$

где $g_{14} \equiv g/(10^{14} \text{ см с}^{-2}) \sim 1-3$, Δ_T — тепловая поправка к модели идеальной вырожденной плазмы [92, 94], а Δ_C — электростатическая (кулоновская) поправка [94, 95]. Электростатическая поправка $\Delta_C \sim 10^{-3}-10^{-2}$ доминирует в сильно вырожденных оболочках нейтронной звезды (при $\rho \gtrsim 10^3 \text{ г см}^{-3}$), а при меньшей плотности $\Delta_T \gtrsim \Delta_C$. Быстрее всего оседают ионы с большими отношениями A/Z , а среди ионов с одинаковыми A/Z быстрее оседают более тяжёлые [92, 94, 95]. Из соотношения (20) следует, что время t_{sed} мало по сравнению с известными возрастами нейтронных звёзд, поэтому их оболочки состоят из химически чистых слоёв, разделённых переходными полосками диффузного смешивания.

Особое значение имеет теплоизолирующая оболочка, определяющая плотность потока F_{ph} , излучаемого остывающей звездой с заданной внутренней температурой T_{int} . Главным регулятором F_{ph} служит теплопроводность в так называемой полоске чувствительности [96, 97], играющей роль своего рода "бутылочного горлышка", через которое тепло просачивается наружу. Положение этой полоски зависит от M , R , T_{int} , магнитного поля и химического состава оболочки. Поскольку теплоперенос поперёк сильного магнитного поля затруднён, глубина залегания полоски чувствительности может быть различной в разных местах одной и той же звезды с сильным магнитным полем: там, где поле сильнее наклонено к поверхности, она расположена глубже [98]. Как правило, она охватывает нижний слой океана и верхнюю часть коры и лежит в интервале плотностей $\rho \sim 10^5-10^9 \text{ г см}^{-3}$.

2.6. Атмосфера

Когда с уменьшением плотности электростатическая энергия ионов и электронная энергия Ферми становятся меньше кинетической энергии ионов, вырожденная кулоновская жидкость превращается в невырожденный газ. Внешняя газовая оболочка звезды представляет её атмосферу. В данном обзоре мы рассмотрим модели квазистационарных атмосфер. Они описывают излучение звёзд только в отсутствие интенсивной акреции, так как в противном случае оно формируется в основном акреционным диском и потоками падающего на звезду вещества.

Важно то, что полоска чувствительности, о которой шла речь в разделе 2.5, всегда располагается на большой оптической глубине. Поэтому перенос излучения в атмосфере почти не влияет на полный тепловой поток, так что при моделировании спектра можно задавать F_{ph} и T_s , основываясь на упрощённой модели теплопереноса в атмосфере. Обычно в качестве такой модели используют приближение Эддингтона (см., например, [99]), высокая точность которого для определения полного теплового потока, исходящего из нейтронных звёзд с сильными магнитными полями, была проверена и подтверждена в работе [100].

У обычных звёзд атмосферу делят на нижнюю, называемую фотосферой, в которой существует лучистый перенос, и верхнюю, температура которой определяется не лучистым переносом, а другими процессами. Считается, что у нейтронных звёзд верхняя атмосфера отсутствует или не играет заметной роли, поэтому для них обычно не проводят различий между понятиями "атмосфера" и "фотосфера". В связи с этим заметим, что из-за поляризации вакуума в сверхсильном магнитном поле

(см. ниже раздел 6.3) магнитосфера магнитаров приобретает свойства двулучепреломляющей среды и поэтому может влиять на излучение, идущее от звезды к наблюдателю, будучи при этом термодинамически независимой от излучения. Таким образом, магнитосфера может выступать в роли верхней атмосферы магнитара.

Геометрическая толщина фотосферы составляет миллиметры в относительно холодных нейтронных звёздах и сантиметры в сравнительно горячих. Эти масштабы легко получить из простой оценки: как и для обычных звёзд, характерная толщина фотосферы нейтронной звезды по порядку величины ненамного больше характерного масштаба в барометрической формуле, который составляет $k_B T / (m_i g) \approx (0.83/A) (T_6/g_{14}) \text{ см}$. Отношение толщины фотосферы к радиусу нейтронной звезды составляет величину порядка всего лишь $\sim 10^{-6}$ (для сравнения, у обычных звёзд это отношение $\sim 10^{-3}$), что позволяет пренебречь кривизной поверхности при расчёте локального спектра.

Присутствие в атмосфере атомов, молекул и ионов, имеющих связанные состояния, существенно изменяет коэффициенты поглощения электромагнитного излучения, а значит, влияет на наблюдаемый спектр. Возникает вопрос: существует ли частично ионизованная атмосфера у пульсаров, на поверхности которых происходят процессы рождения и ускорения частиц? Согласно каноническим моделям пульсаров [24–26], магнитосфера делится на области открытых и замкнутых магнитных силовых линий, причём область замкнутых силовых линий заполнена заряженными частицами таким образом, что электрическое поле, создаваемое объёмным зарядом магнитосферы, в сопутствующей (вращающейся) системе отсчёта компенсирует электрическое поле, возникающее из-за вращения замагниченной звезды. Фотосфера, лежащая под этой областью магнитосферы, стационарна и в целом электронейтральна.

Напротив, в области открытых силовых линий у поверхности имеется сильное электрическое поле, разгоняющее заряженные частицы почти до скорости света. Заранее не очевидно, что эти процессы не влияют на фотосферу, поэтому нужны количественные оценки. Введём определение колонковой плотности вещества:

$$y_{\text{col}} = \int_r^\infty (1 + z_g) \rho(r) dr, \quad (21)$$

где множитель $(1 + z_g)$ учитывает релятивистское изменение масштабов в гравитационном поле. Согласно [101], в отсутствие сильного магнитного поля ультрарелятивистские электроны теряют энергию главным образом на тормозное излучение на такой глубине, при которой $y_{\text{col}} \sim 60 \text{ г см}^{-2}$. Как отмечено в работе [102], такая величина колонковой плотности на порядки превышает характерную плотность фотосферы нейтронной звезды, не обладающей сильным магнитным полем, поэтому влияние ускоренных частиц сводится к появлению дополнительного глубинного источника тепла.

В сильном магнитном поле ситуация меняется. Колебания электронов в поле электромагнитной волны затруднены в направлениях, перпендикулярных магнитному полю, что уменьшает коэффициенты поглощения и рассеяния волны электронами и атомами (раздел 6.5). Поэтому сильное магнитное поле "просветляет" плазму, т.е. та же средняя (россельандова [103, 104]) оптическая глубина r_E достигается при большей плотности. Для

тической нейтронной звезды с $B \gtrsim 10^{11}$ Гс условие $\tau_R = 3/2$, при котором в приближении Эддингтона $T(r) = T_{\text{eff}}$, выполняется при плотности [105]

$$\rho \approx B_{12} \text{ г см}^{-3}, \quad (22)$$

где $B_{12} \equiv B/(10^{12} \text{ Гс})$. Таким образом, плотность того слоя, в котором в основном формируется спектр, с ростом B увеличивается. Вместе с тем меняется основной механизм торможения ускоренных электронов и позитронов, что связано с квантованием Ландау (раздел 5.1). В сильном магнитном поле наиболее эффективным становится магнитокулоновское торможение, при котором заряженные частицы, сталкиваясь с ионами плазмы, переходят на возбуждённые уровни Ландау и испускают синхротронное излучение [106]. Длина магнитокулоновского торможения обратно пропорциональна B . Оценку [106] характерной глубины магнитокулоновского торможения ультракрасивистских электронов в атмосфере нейтронной звезды можно записать как

$$y_{\text{col}} \approx \left(\frac{\gamma_r}{700} Z^2 A^{-3} B_{12}^{-2} \right)^{0.43} T_6 \text{ г см}^{-2}, \quad (23)$$

где $\gamma_r \sim 10^3 - 10^8$ — лоренц-фактор. Из соотношений (22) и (23) легко видеть, что при $B \gtrsim 3 \times 10^{12}$ Гс электроны тормозятся, излучая высокоэнергичные фотоны, в оптически тонком слое. В этом случае магнитокулоновское излучение представляет собой нетепловую добавку к тепловому фотосферному спектру полярной шапки.

При промежуточных значениях магнитной индукции, $10^{11} \text{ Гс} \lesssim B \lesssim 3 \times 10^{12} \text{ Гс}$, ускоренные частицы тормозятся в фотосфере. Для таких полярных шапок нужны особые модели фотосфер, в которых условия ионизационного, энергетического и лучевого равновесия учитывали бы торможение заряженных частиц.

Химический состав атмосфер может быть разным. До начала 1990-х гг. считалось, что внешние слои нейтронной звезды состоят из железа, так как это наиболее стабильный химический элемент, остающийся после взрыва сверхновой при рождении нейтронной звезды [107]. Тем не менее внешние оболочки одиночной нейтронной звезды могут содержать водород и гелий вследствие акреции межзвёздного вещества [108, 109]. Даже если звезда находится в режиме эжектора [110], т.е. её магнитосфера при вращении отбрасывает от себя падающую плазму, небольшая часть плазмы всё-таки проникает к поверхности (см. [78] и приведённые там ссылки). Из-за быстрого разделения ионов в сильном гравитационном поле (раздел 2.5) аккреционная атмосфера может состоять целиком из водорода. В отсутствие магнитного поля водород полностью заполнит фотосферу, если его колонковая плотность превысит $y_{\text{col}} \gtrsim 0.1 \text{ г см}^{-2}$, а в присутствии магнитного поля $B \sim 10^{14} \text{ Гс}$ это произойдёт при $y_{\text{col}} \gtrsim 10^3 \text{ г см}^{-2}$. Даже во втором случае для этого достаточно аккреционной массы $\sim 10^{-17} M_\odot$. Но если акреция происходила только на ранней стадии жизни звезды, когда температура её поверхности превышала несколько миллионов градусов, то водород мог продиффундировать в более плотные и горячие области и там сгореть в термоядерных реакциях [111], оставив на поверхности гелий [112]. То же могло произойти и с гелием [111], и тогда на поверхности остался бы углерод [94, 113]. Кроме того, в пульсарах

действует механизм ядерного скальвания — дробления тяжёлых химических элементов на более лёгкие при столкновениях с ускоренными частицами в областях открытых магнитных силовых линий, приводящий к появлению изотопов лития, бериллия и бора [114]. Поэтому только наблюдения могут ответить на вопрос, из какого вещества состоит атмосфера той или иной нейтронной звезды.

Превращение кулоновской жидкости в газ может быть скачкообразным. Такая возможность возникает при наличии фазового перехода первого рода между конденсированным веществом и невырожденной плазмой (см. раздел 5.10). При этом слой вещества в газовой фазе может быть оптически тонким. В последнем случае нейтронную звезду называют обнажённой [115], так как её спектр формируется на твёрдой или жидкой поверхности, не прикрытой атмосферой.

Несмотря на то что атмосферы нейтронных звёзд изучались многими исследователями на протяжении нескольких десятков лет, остаётся ещё много нерешённых вопросов, особенно при учёте сильного магнитного поля и неполной ионизации. Современное состояние этих исследований рассмотрено ниже.

3. Нейтронные звёзды с тепловыми спектрами

На фоне излучения, вызванного другими причинами, нежели нагрев поверхности звезды, — например, процессами в магнитосфере пульсара, пульсарной туманности, аккреционном диске и т.д., — лишь у немногих нейтронных звёзд удается выделить в спектре тепловую составляющую (см. обзор [116]). К счастью, таких нейтронных звёзд становится известно всё больше. Перечислим их основные классы.

3.1. Рентгеновские транзиты

У некоторых источников мягкого рентгеновского излучения, представляющих собой нейтронную звезду, на которую перетекает вещество с компаньона меньшей массы — звезды главной последовательности или белого карлика (такие системы называются маломассивными рентгеновскими двойными (ММРД)), периоды активной акреции (обычно в течение дней или недель) перемежаются с более длительными (обычно в несколько месяцев, а иногда — лет) "периодами спокойствия", когда акреция прекращается, а регистрируется рентгеновское излучение нагретой поверхности нейтронной звезды. Такие объекты — мягкие рентгеновские транзиты (МРТ) в спокойном состоянии (сокращённо сММРД) — в течение последнего десятилетия дают всё большую ценную информацию о нейтронных звёздах.

При проседании коры под весом аккреционного вещества происходит её глубокий прогрев вследствие экзотермических ядерных превращений [117, 118]. Эти превращения происходят в неравновесном слое, образование которого было впервые исследовано в работе Бисноватого-Когана и Чечёткина [119]. Более подробно, с приложениями к различным реальным объектам, данная проблема изложена в обзоре тех же авторов [120]. Выбрав теоретическую модель нейтронной звезды, можно рассчитать кривую нагревания [121] — зависимость равновесной эффективной температуры T_0 в отсутствие акреции от скорости акреции, усреднённой за большой

предшествующий промежуток времени. Сравнение кривых нагревания с измеренной величиной T_0 позволяет сделать выводы о параметрах той или иной нейтронной звезды и свойствах её вещества. На основе такого анализа в работе [121] получены ограничения на массу и состав ядра нейтронной звезды в MPT SAX J1808.4–3658, а в [122, 123] продемонстрирована возможность получить ограничения на критические температуры нейтронной и протонной сверхтекучести в ядре звезды. Перспективы применения такого анализа к разным классам рентгеновских транзисторов обсуждаются в работе [124].

Te MPT, которые перешли в спокойный режим недавно, позволяют узнать состояние своей коры по уменьшению T_{eff} . Браун и др. [125] предположили, что во время такого уменьшения температуры источником светения служит тепло, выделившееся в коре в предшествовавший период активности. В 2001 г. MPT KS 1731–260, открытый в 1989 г. группой Сюняева [126], перешёл из активного состояния в спокойное [127]. Последующие наблюдения позволили определить скорость остывания поверхности нейтронной звезды, входящей в состав этого MPT. В 2007 г. Штернин и др. [128], проведя анализ пятилетнего остывания KS 1731–260, получили ограничения для теплопроводности коры нейтронной звезды. При этом они показали, что гипотеза об аморфном состоянии коры [129] не согласуется с наблюдаемым режимом остывания, а значит, кора имеет правильную кристаллическую структуру.

На рисунке 2 приведены теоретические кривые остывания в сравнении с данными наблюдений KS 1731–260. Теоретические модели различаются предположениями о массе нейтронной звезды, составе её теплоизолирую-

щей оболочки, сверхтекучести нейтронов в коре, тепловой энергии E_{tot} , отложенной в коре в предшествующий период аккреции ($E_{44} \equiv E_{\text{tot}}/10^{44}$ эрг), и равновесной эффективной температуре по окончании релаксации T_0 . Модели 1a, 1c и 2c были среди прочих описаны и обсуждены в работе [128]. В то время, когда имелись только первые 7 измерений T_{eff} , господствовало убеждение, что тепловая релаксация коры завершена и $T_0 = 8 \times 10^5$ К [130], чему соответствует кривая 1a. Штернин и др. [128] первыми подвергли сомнению этот стереотип и привели кривые остывания 1c ($T_0 = 6,7 \times 10^5$ К) и 2c ($T_0 = 6,3 \times 10^5$ К), которые описывали имеющиеся наблюдения не хуже. В 2009 г. были проведены новые наблюдения KS 1731–260, подтвердившие, что остывание продолжается [131]. Полный набор наблюдений лучше всего описывается моделью 1c' (штрихпунктирная кривая на рис. 2), лишь немного отличающейся от модели 1c и предполагающей, что $T_0 = 7 \times 10^5$ К.

В 2008 г. была построена кривая остывания MPT MXB 1659–29 на стадии тепловой релаксации коры, наблюдавшейся на протяжении 6 лет [132]. Эта кривая в целом согласуется с теоретическими представлениями. Но в 2012 г. спектр неожиданно изменился так, как если бы температура резко упала [133], хотя она уже должна была бы достигнуть постоянного равновесного значения. Наблюдаемое изменение спектра можно объяснить изменением лучевой концентрации водорода N_H , причина которого неясна. Признаки вариации N_H были обнаружены также у остающегося cMMRD EXO 0748–676 [134].

Недавно ещё несколько cMMRD перешли в спокойный режим и проявляют признаки тепловой релаксации коры нейтронной звезды. Удалось даже увидеть уменьшение светимости MPT XTE J1709–267 по окончании активной фазы аккреции в течение одного непрерывного восьмичасового наблюдения [135]. Анализ наблюдений некоторых cMMRD (XTE J1701–462 [136, 137], EXO 0748–676 [138]) подтверждает выводы Штернина и др. [128] о кристаллической структуре коры и даёт дополнительную информацию о тепловыделении в коре аккрецирующей нейтронной звезды и её составе [135, 138, 139]. Расшифровку наблюдаемых спектров cMMRD, на которую опирается такой анализ, мы обсудим в разделе 4.5.

Похожие свойства проявляют транзисторно аккрецирующие миллисекундные рентгеновские пульсары Aql X-1, SAX J1808.4–3658 и IGR J00291+5734, но анализ эволюции их теплового спектра сильно затруднён из-за возможного наличия нетепловой составляющей и горячих полярных шапок ([140, 141] и ссылки там), а изменение их рентгеновской светимости в спокойном состоянии немонотонно, так же как и у cMMRD Cen X-4 [142] и EXO 1745–248 [143]. Возможно, что вариации теплового потока, не укладывающиеся в рамки сценария тепловой релаксации, вызваны аккрецией на нейтронную звезду, замедлившейся, но не прекратившейся в спокойной фазе [138, 141, 144].

3.2. Радиопульсары

К нормальным радиопульсарам, в спектрах которых удалось чётко выделить тепловую составляющую, относятся сравнительно молодые (имеющие возраст $t_* \lesssim 10^5$ лет) пульсары J1119–6127, B1706–44 и Вела, а также пульсары среднего возраста ($t_* \sim 10^6$ лет)

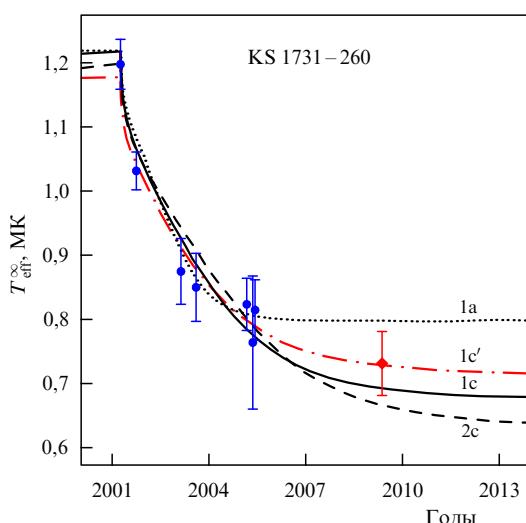


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Теоретические кривые остывания для разных моделей нейтронных звёзд в сравнении с данными наблюдений KS 1731–260. Данные наблюдений взяты из табл. 1 работы [131], причём синие точки (кружки) соответствуют наблюдениям, использованным в [128], а красный квадратик — новому наблюдению. Отрезки погрешностей изображены на уровне 1σ . Для кривых остывания использованы расчётные данные и обозначения из работы [128]: 1a — $M = 1,6M_{\odot}$, $T_0 = 0,8$ МК, $E_{44} = 2,6$; 1c — $M = 1,6M_{\odot}$, $T_0 = 0,67$ МК, $E_{44} = 2,4$; 2c — $M = 1,4M_{\odot}$, $T_0 = 0,63$ МК, $E_{44} = 2,4$. Модель 1a, в отличие от остальных моделей, предполагает наличие аккрецированной оболочки и умеренной (в терминах [128]) сверхтекучести нейтронов в коре. Кривая, помеченная как 1c', не была приведена в работе [128], она соответствует $M = 1,65M_{\odot}$, $T_0 = 0,7$ МК, $E_{44} = 2$.

B0656+14, B1055–52 и Геминга. Спектры последних трёх объектов, прозванных "тремя мушкетёрами" [145], описываются трёхкомпонентной моделью: степенным спектром магнитосферного происхождения, тепловым спектром нагретых полярных шапок и тепловым спектром остальной поверхности [116]. В большинстве работ для описания тепловых составляющих пульсарных спектров используется планковская модель, реже — модель полностью ионизованной водородной атмосферы с заранее заданным гравитационным ускорением. Ниже мы увидим, что обе они физически необоснованы. Только недавно в работе [146] к интерпретации рентгеновского излучения PSR J1119–6127 была применена модель водородной атмосферы, учитывающая магнитное поле и неполную ионизацию. Этот результат будет описан в разделе 8.4.

Удобной мерой замедления вращения пульсара служит темп потери кинетической энергии вращения $\dot{E}_{\text{rot}} = -I\Omega\dot{\Omega}$ стандартного волчка с характерным для нейтронной звезды моментом инерции $I = 10^{45} \text{ г см}^2$, где $\Omega = 2\pi/\mathcal{P}$ — угловая скорость вращения, а $\dot{\Omega}$ — её производная по времени (см. [147]). Как показывают наблюдения, спектры миллисекундных пульсаров с $\dot{E}_{\text{rot}} > 10^{35} \text{ эрг с}^{-1}$ имеют в основном нетепловую природу. Однако для миллисекундных пульсаров PSR J0030+0451, J0437–4715, J1024–0719 и J2124–3358, у которых $\dot{E}_{\text{rot}} \lesssim 10^{34} \text{ эрг с}^{-1}$, на фоне нетеплового спектра удается выделить тепловую составляющую, которую можно анализировать на основе моделей фотосфер. Результаты такого анализа мы рассмотрим в разделе 4.6.

3.3. Барстеры

Аккрецирующие нейтронные звёзды в тесных двойных системах, производящих рентгеновские вспышки с интервалами от нескольких часов до нескольких дней, называются барстерами. Основы теории барстеров сформулированы в работе [148] (см. также обзор [149]).

В промежутки времени между вспышками атмосфера барстера ничем, по сути, не отличается от атмосферы остивающей изолированной нейтронной звезды. В такие периоды основная доля наблюданного рентгеновского излучения выделяется благодаря преобразованию гравитационной энергии вещества, падающего на нейтронную звезду, в тепловую. Но накапливающееся на поверхности вещество, в основном состоящее из водорода и гелия, под действием гравитации рано или поздно (обычно в течение нескольких часов или дней) достигает таких давлений и температур, при которых наступает термоядерный взрыв, а он наблюдается с Земли как рентгеновская вспышка I типа². Среди таких вспышек встречаются так называемые длинные вспышки, длящиеся больше минуты. Они возникают в те периоды, когда темп аккреции невелик, так что светимость L_{ph} перед вспышкой не превышает нескольких процентов от эддингтоновского предела L_{Edd} (см. раздел 4.2). В этом случае внутренняя часть аккреционного диска представляет собой горячий ($k_B T \sim 20–30 \text{ кэВ}$) поток вещества с оптической толщиной порядка единицы, который почти не оказывает

² Рентгеновские вспышки II типа, которые наблюдаются в некоторых двойных звёздных системах, повторяются чаще, чем вспышки I типа, — через каждые несколько минут или секунд. Возможно, они порождаются не термоядерными взрывами, а гравитационной неустойчивостью аккрецируемого вещества [150].

влияния на вспышку и не экранирует её излучение [151]. Как мы увидим в разделе 4.3, наблюдаемый спектр барстера и его изменения во время такой вспышки и в последующем процессе релаксации успешно интерпретируются при помощи моделей немагнитных фотосфер.

Если же темп аккреции выше, так что $L_{\text{ph}} \gtrsim 0,1 L_{\text{Edd}}$, то аккреционный диск остаётся относительно холодным и оптически толстым вплоть до поверхности нейтронной звезды. При этом диск может сильно экранировать и перерабатывать излучение вспышки [152, 153], а на поверхности звезды образуется пограничный растекающийся слой. Теория такого слоя построена в работах [154, 155]. Он искажает спектр таким образом, что обычный метод разделения спектра на составляющие становится неоднозначным и требует усовершенствования, как описано в статьях [156, 157].

3.4. Радиотихие нейтронные звёзды

Важным событием в астрофизике стало открытие радиотихих³ нейтронных звёзд, рентгеновские спектры которых, по-видимому, имеют чисто тепловое происхождение. К ним относятся центральные компактные объекты в остатках сверхновых (ЦКО) [160, 161] и рентгеновские тусклые изолированные нейтронные звёзды (РТИНЗ) [39, 40, 161–163].

С 2001 г. известно ровно семь РТИНЗ, в связи с чем их прозвали "великолепной семёркой" [39]. Наблюдения дают жёсткие верхние пределы ($\lesssim 0,1 \text{ мЯн}$) на их радиоизлучение [164]. РТИНЗ имеют более длинные периоды ($> 3 \text{ с}$), чем большинство пульсаров, а оценка их магнитного поля по формуле (1) даёт, как правило, довольно высокие значения $B \sim (10^{13}–10^{14}) \text{ Гс}$ [40, 165]. Возможно, что РТИНЗ являются продуктами эволюции магнитаров [40, 41, 163].

Сейчас известно около десятка ЦКО [161, 166]. В излучении трёх из них обнаружены пульсации, периоды которых довольно малы (от 0,1 с до 0,42 с) и при этом весьма стабильны. Это указывает на то, что ЦКО, в противоположность РТИНЗ, имеют сравнительно слабое магнитное поле $B \sim 10^{11} \text{ Гс}$, в связи с чем их иногда называют "антимагнитарами" [161, 166, 167]. Большая амплитуда пульсаций излучения некоторых ЦКО указывает на сильно неоднородное распределение температуры по поверхности, для объяснения которого привлекалась гипотеза о сверхсильном торoidalном магнитном поле, скрытом в коре звезды [168].

Рентгеновский источник 1RXS J141256.0+792204, открытый в 2008 г. и названный Кальверой, сначала рассматривался как возможный восьмой объект со свойствами "великолепной семёрки" [169]. Однако последующие наблюдения дали основания полагать, что он близок по своим свойствам к ЦКО. В 2013 г. в результате наблюдений Кальверы на орбитальной обсерватории *Chandra* удалось измерить производную периода $\dot{\mathcal{P}}$ [170]. Согласно формуле (1), её значение соответствует $B \approx 4,4 \times 10^{11} \text{ Гс}$. Авторы [170] характеризуют Кальверу как "осиротелый ЦКО", магнитное поле которого пробивается к поверхности через обломки сверхновой. Уникальность Кальверы состоит ещё и в том, что это единственный энергичный пульсар, у которого практически отсутствует как радиоизлучение, так и гамма-

³ Это название достаточно условно, так как у некоторых таких объектов удалось наблюдать радиоизлучение [158, 159].

излучение, и это налагает ограничения на модели ускорения частиц в магнитосферах [170].

3.5. Нейтронные звёзды

с линиями поглощения в тепловом спектре

ЦКО 1E 1207.4–5209 стал первой нейтронной звездой, в тепловом спектре которой были найдены особенности, напоминающие две широкие линии поглощения [171]. Сообщалось об обнаружении третьей и четвёртой линий [172], но их статистическая значимость была подвергнута сомнению [173]. Не исключено, что сложная форма спектра ЦКО PSR J0821–4300 также объясняется линией поглощения [167].

Особенности, которые могут быть связаны с резонансным поглощением, также найдены в спектрах четырёх РТИНЗ: RX J0720.4–3125 [174, 175], RX J1308.6+2127 (RBS1223) [176], 1RXS J214303.7+065419 (RBS1774) [177–179] и RX J1605.3+3249 [180]. Сообщалось, что такие особенности могут присутствовать в спектрах ещё двух РТИНЗ: RX J0806.4–4123 и RX J0420.0–5022 [181], но неопределённости, связанные с неоднозначным вычитанием спектрального фона, не позволяют уверенно говорить об их наличии [165]. И только тот член "великолепной семёрки", который был обнаружен первым и менее всех удалён от Земли, — "звезда Уолтера" RX J1856.5–3754 [182] — имеет гладкий спектр без каких-либо особенностей в рентгеновском диапазоне [183].

Недавно линия поглощения была найдена в спектре МРП SGR 0418+5729 [184]. Её энергия меняется от < 1 кэВ до ~ 4 кэВ в зависимости от фазы вращения. Авторы [184] интерпретируют эту линию поглощения как протонную циклотронную линию, ассоциированную с сильно неоднородным распределением магнитного поля от $\sim 2 \times 10^{14}$ Гс до $\sim 10^{15}$ Гс. Нестыковку с оценкой $B \approx 6 \times 10^{12}$ Гс [51] по формуле (1) авторы [184] объясняют отсутствием крупномасштабной дипольной составляющей сверхсильного поля (например, сосредоточенного в пятнах). Электронно-циклотронную интерпретацию они отвергают на том основании, что она предполагала бы $B \approx (1–5) \times 10^{11}$ Гс, что тоже не стыкуется с оценкой [51]. Заметим, что последнее противоречие может быть разрешено в моделях [53–56], предполагающих наличие крутящего момента за счёт остаточной акреции (раздел 1). Противоречия также не возникает, если линия имеет магнитосферное, а не фотосферное происхождение. Раньше похожие загадочные линии наблюдались в спектрах магнитаров во время гамма-вспышек [48, 185, 186].

В отличие от радиотихих нейтронных звёзд, спектры обычных пульсаров до недавнего времени удавалось описывать суммой гладких тепловых и нетепловых модельных спектров. Первым исключением стал радиопульсар PSR J1740+1000, в рентгеновском спектре которого найдены абсорбционные особенности [187]. Это открытие заполнило брешь между спектрами пульсаров и радиотихих нейтронных звёзд, показав, что схожие спектральные особенности могут быть присущи различным классам нейтронных звёзд.

В настоящее время нет однозначной и бесспорной теоретической интерпретации особенностей в тепловых спектрах нейтронных звёзд. Предпринимались более или менее удачные попытки объяснения спектров некоторых из них. В разделе 8 мы рассмотрим тепловые спектры,

которые опираются на модели магнитных атмосфер нейтронных звёзд.

4. Немагнитные атмосферы

4.1. Когда атмосферу можно считать немагнитной?

Главными результатами атмосферного моделирования являются спектры выходящего излучения. Условия, при которых их можно рассчитать без учёта магнитного поля нейтронной звезды, сформулированы в работе [188]. В теории звёздных атмосфер взаимодействие электромагнитного излучения с веществом принято описывать при помощи непрозрачностей χ , т.е. сечений поглощения и рассеяния в расчёте на единицу массы среды. Непрозрачности полностью ионизованных атмосфер не зависят от магнитного поля на частотах ω , много больших электронной циклотронной частоты $\omega_c = eB/(m_e c)$, которая отвечает энергии $\hbar\omega_c \approx 11,577 B_{12}$ кэВ. На этом основании в [188] сделан вывод, что для энергий $\hbar\omega \sim \sim (1–10) k_B T$, соответствующих максимуму теплового спектра, влиянием магнитного поля на непрозрачности можно пренебречь при

$$B \ll \frac{m_e c}{\hbar e} k_B T \sim 10^{10} T_6 \text{ Гс}. \quad (24)$$

Строго говоря, оценка (24) весьма условна. Если атмосфера содержит значительную долю атомов или ионов в связанных состояниях, то даже слабое магнитное поле изменяет непрозрачности, вызывая расщепление спектральных линий (эффекты Зеемана и Пашена–Бака). Кроме того, магнитное поле поляризует электромагнитное излучение в плазме [189]. Эффекты Фарадея и Ханле, связанные с поляризацией, служат полезным инструментом изучения атмосфер и магнитных полей звёзд, в особенности Солнца (см. обзор [190]). Но основную долю теплового излучения нейтронных звёзд составляют рентгеновские фотоны, поляриметрия которых ещё только начинает развиваться, поэтому для нейтронных звёзд подобными тонкими эффектами обычно преубрегают.

Магнитное поле кардинально влияет на непрозрачности частично ионизованных фотосфер, если электронная циклотронная энергия $\hbar\omega_c$ сравнима с электронными энергиями связи E_b или превышает их. Из-за высокой плотности фотосфер нейтронных звёзд высоковозбуждённые связанные состояния электронов в них не выживают, так как имеют относительно большие размеры и низкие энергии связи (исчезновение связанных состояний с увеличением плотности называется ионизацией давлением). Для низколежащих же электронных уровней атомов и положительных атомарных ионов в отсутствие сильного магнитного поля справедлива оценка энергии связи $E_b \sim (Z + 1)^2 Ry$, где Z — заряд рассматриваемого иона, а $Ry = m_e e^4/(2\hbar^2) = 13,605$ эВ — постоянная Ридберга в единицах энергии. Отсюда следует, что условие $\hbar\omega_c \ll E_b$ выполняется при

$$B \ll \frac{B_0 (Z + 1)^2}{2}, \quad (25)$$

где

$$B_0 = \frac{m_e^2 c e^3}{\hbar^3} = 2,3505 \times 10^9 \text{ Гс} \quad (26)$$

— атомная единица магнитного поля. Условия (24) и (25) выполняются для большинства миллисекундных пульсаров и аккрецирующих нейтронных звёзд.

4.2. Перенос излучения

Немагнитная фотосфера нейтронной звезды принципиально не отличается от фотосфер обычных звёзд. Однако количественные различия могут порождать специфические особенности: например, сильная гравитация приводит к высокой плотности, поэтому неидеальность плазмы, которой обычно пренебрегают при изучении звёздных атмосфер, может стать существенной. Тем не менее для расчёта спектра, формирующегося в фотосфере нейтронной звезды без магнитного поля, применимы обычные методы, описанные в классической монографии Михаласа [104]. Для стационарных атмосфер нейтронных звёзд, благодаря их малой толщине, весьма точным является приближение плоскопараллельного локально-однородного слоя. Локальная однородность означает, что при вычислении лучевой яркости в какой-либо точке поверхности мы можем пренебречь неоднородностью распределения потока по поверхности, т.е. неоднородностью T_s .

При моделировании фотосфер нейтронных звёзд почти всегда предполагают лучевое и локальное термодинамическое равновесие (ЛТР; см. обсуждение условий применимости этого и альтернативных приближений в [191]). При этих условиях достаточно решать систему трёх основных уравнений — переноса излучения, гидростатического равновесия и баланса энергии.

Первое из этих уравнений в плоскопараллельном слое можно записать в виде (см., например, [192])

$$\cos \theta_k \frac{dI_\omega(\hat{\mathbf{k}})}{dy_{\text{col}}} = \chi_\omega I_\omega - \int_{(4\pi)} \chi_\omega^s(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}}) I_\omega(\hat{\mathbf{k}}') d\hat{\mathbf{k}}' - \chi_\omega^a \mathcal{B}_{\omega, T}, \quad (27)$$

где $\hat{\mathbf{k}}$ — единичный вектор, направленный вдоль \mathbf{k} ,

$$\chi_\omega = \chi_\omega^a + \int_{(4\pi)} \chi_\omega^s(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}}) \frac{d\hat{\mathbf{k}}'}{4\pi}$$

— полная непрозрачность, χ_ω^a и $\chi_\omega^s(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}})$ — её составляющие, обусловленные соответственно истинным поглощением и рассеянием, при котором направление луча меняется с $\hat{\mathbf{k}}'$ на $\hat{\mathbf{k}}$, а $d\hat{\mathbf{k}}' = \sin \theta_{k'} d\theta_{k'} d\varphi_{k'}$ — элемент телесного угла. В большинстве исследований фотосфер нейтронных звёзд зависимость χ_ω^s от $\hat{\mathbf{k}}'$ и $\hat{\mathbf{k}}$ пренебрегают. В работе [193] показано, что погрешность, которую такое упрощение вносит в спектральный поток теплового излучения нейтронной звезды, не превышает 0,3 % при $\hbar\omega < 1$ кэВ и доходит до нескольких процентов при больших энергиях.

Для простоты в уравнении (27) мы пренебрегли поляризацией излучения и изменением частоты при рассеянии. Уравнение переноса в общем случае будет включать интеграл от I_ω не только по углам, но также и по частотам, а если учсть поляризацию, то вместо I_ω в уравнение войдёт вектор параметров Стокса, а сечение рассеяния заменится матрицей. Подробный вывод уравнений переноса поляризованного излучения представлен, например, в [192], а решениям уравнения переноса с

перераспределением по частотам посвящена монография [191].

Условие гидростатического равновесия вытекает из (5). Учитывая, что в фотосфере $|R - r| \ll R, |M - M_r| \ll M$ и $P \ll \rho c^2$, имеем

$$\frac{dP}{dy_{\text{col}}} = g - g_{\text{rad}}, \quad (28)$$

где (см., например, [194])

$$\begin{aligned} g_{\text{rad}} &= \frac{1}{c} \frac{d}{dy_{\text{col}}} \int_0^\infty d\omega \int_{(4\pi)} d\hat{\mathbf{k}} \cos^2 \theta_k I_\omega(\hat{\mathbf{k}}) \approx \\ &\approx \frac{2\pi}{c} \int_0^\infty d\omega \chi_\omega \int_0^\pi \cos \theta_k I_\omega(\hat{\mathbf{k}}) \sin \theta_k d\theta_k. \end{aligned} \quad (29)$$

Последнее приближённое равенство становится точным при изотропном рассеянии. Величина g_{rad} учитывает давление излучения, противодействующее гравитации. Оно становится заметным при $T_{\text{eff}} \gtrsim 10^7$ К, поэтому обычно g_{rad} опускают при расчётах спектров более холодных изолированных нейтронных звёзд, но учитывают при моделировании сравнительно горячих барстеров. Лучевой поток барстеров многократно возрастает во время вспышек, увеличивая g_{rad} . Критическое значение $g_{\text{rad}} = g$ отвечает пределу устойчивости, за которым неизбежно истечение вещества под действием давления света. В горячей немагнитной атмосфере, в которой преобладает томсоновское рассеяние, неустойчивость наступает тогда, когда светимость L_{ph} превышает эддингтоновский предел

$$\begin{aligned} L_{\text{Edd}} &= 4\pi c (1 + z_g) \frac{GMm_p}{\sigma_T} \approx \\ &\approx 1,26 \times 10^{38} (1 + z_g) \frac{M}{M_\odot} \text{ эрг с}^{-1}, \end{aligned} \quad (30)$$

где m_p — масса протона, а

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 \quad (31)$$

— томсоновское сечение рассеяния. Релятивистская поправка к σ_T , зависящая от температуры [195], увеличивает L_{Edd} примерно на 7 % при типичной температуре $\sim 3 \times 10^7$ К в максимуме яркости барстеров [151, 194].

Наконец, уравнение энергетического баланса выражает тот факт, что в стационарном состоянии энергия, приобретаемая элементарным объёмом, равна теряемой им энергией. Лучистое равновесие предполагает, что энергия переносится через фотосферу только излучением, т.е. можно пренебречь электронным теплопереносом и конвекцией, а также сторонними источниками и стоками тепла. В этих условиях уравнение энергетического баланса сводится к равенству

$$\int_0^\infty d\omega \int_{(4\pi)} I_\omega(\hat{\mathbf{k}}) \cos \theta_k d\hat{\mathbf{k}} = F_{\text{ph}}, \quad (32)$$

где F_{ph} — локальный поток на поверхности, связанный с T_s согласно (11).

На больших оптических глубинах

$$\tau_\omega = \int_r^\infty \chi_\omega(r') dy_{\text{col}}(r') \quad (33)$$

излучение почти изотропно, поэтому можно ограничиться первыми двумя членами разложения интенсивности в ряд по сферическим функциям:

$$I_\omega(\hat{\mathbf{k}}) = J_\omega + \frac{3}{4\pi} \mathbf{F}_\omega \cdot \hat{\mathbf{k}}. \quad (34)$$

Здесь $J_\omega = (1/4\pi) \int_{(4\pi)} I_\omega(\hat{\mathbf{k}}) d\hat{\mathbf{k}}$ — средняя интенсивность по всем направлениям, а $\mathbf{F}_\omega = \int_{(4\pi)} I_\omega(\hat{\mathbf{k}}) \hat{\mathbf{k}} d\hat{\mathbf{k}}$ — вектор диффузного потока. Тогда интегродифференциальное уравнение (27) сводится к дифференциальному уравнению диффузационного типа для J_ω . Если рассеяние изотропно, то в плоскопараллельном локально-однородном приближении стационарное диффузационное уравнение имеет вид

$$\frac{d^2}{d\tau_\omega^2} \frac{J_\omega}{3} = \frac{\chi_\omega^s}{\chi_\omega} (J_\omega - \mathcal{B}_{\omega, T}) \quad (35)$$

(вывод диффузационного уравнения из уравнения переноса в более общем случае см. в [196]). Иногда диффузционное приближение применяют для всей атмосферы, а не только для её глубоких слоёв. В этом случае приходится в левой части (35) заменять $J_\omega/3$ на $f_\omega J_\omega$, где $f_\omega(\tau_\omega)$ называется переменным эддингтоновским множителем [104] и определяется итерациями уравнений переноса и энергетического баланса с учётом граничных условий (детали см. в [188]).

Для моделирования атмосфер барсторов обычно используют уравнение (35) с эддингтоновским фактором в левой части и добавочным слагаемым в правой части — дифференциальным оператором Компанейца [197], действующим на J_ω (см., например, [198–201]). Оператор Компанейца описывает в диффузионном приближении перераспределение фотонов по частотам за счёт эффекта Комптона, которым нельзя пренебречь при высоких температурах, характерных для барсторов.

Чтобы замкнуть систему уравнений переноса и гидростатического равновесия, необходимо задать уравнение состояния и непрозрачности $\chi_\omega^{s,a}$ для всех плотностей и температур, встречающихся в моделируемой фотосфере. В свою очередь, для определения уравнения состояния и непрозрачностей необходимо найти распределение ионов химических элементов, присутствующих в фотосфере, по степеням ионизации. Основой для решения этих задач служит знание квантово-механических свойств всех типов частиц, дающих существенный вклад в уравнение состояния или в непрозрачности. В немагнитных фотосферах нейтронных звёзд такими частицами являются только электроны и атомарные ионы, так как молекулы разрушаются при характерных температурах $T \gtrsim 3 \times 10^5$ К.

Мы не будем останавливаться на расчётах уравнений состояния и непрозрачностей в отсутствие сильного магнитного поля, поскольку они принципиально не отличаются от расчётов для атмосфер обычных звёзд, которые подробно рассмотрены, например, в обзоре [202]. Для них разработаны детальные базы данных (см. обзор [203]), из которых для фотосфер нейтронных звёзд лучше всего подходят OPAL [204] и OP [205]⁴. В том случае, когда атмосфера немагнитной нейтронной звезды

состоит из водорода или гелия, все энергии связи меньше $k_B T$, поэтому её можно описать в приближении идеального газа электронов и ядер.

Начало систематическому изучению фотосфер нейтронных звёзд различного химического состава от водорода до железа положила работа Романи [207]. За последующие четверть века немагнитные фотосфера нейтронных звёзд изучались во многих работах (см. обзор [116]). Опубликованы базы данных, содержащие модельные спектры водородных фотосфер нейтронных звёзд [188, 208, 209]⁵, а также библиотека программ для их расчёта [193]⁶. Недавно опубликована общедоступная база модельных спектров углеродных фотосфер [211]⁷. Кроме того, расчёты модельных спектров выполнялись для фотосфер нейтронных звёзд, состоящих из гелия, азота, кислорода, железа (например, [209, 212–214]), а также смесей разных элементов [208, 213].

4.3. Атмосферы барсторов

Спектры барсторов рассчитывали многие авторы (см., например, ссылки в [151]), начиная с пионерских работ [153, 215–217]. И результаты этих расчётов, и данные наблюдений показывают, что рентгеновские спектры барсторов вблизи максимума светимости близки к

$$F_\omega \approx w \mathcal{B}_{\omega, T_{bb}}, \quad (36)$$

где $\mathcal{B}_{\omega, T}$ — функция Планка (18), T_{bb} — параметр, называемый цветовой температурой, w — нормировочный множитель. Как правило, T_{bb} примерно в полтора раза превышает эффективную температуру T_{eff} . Такой планковский спектр называют дилютированным, т.е. разбавленным, нормировку w — фактором дилюции (разбавления), а отношение $f_c = T_{bb}/T_{eff}$ — цветовой поправкой [151, 216, 217]. Видимая цветовая температура T_{bb}^∞ связана с T_{bb} соотношением, аналогичным (6).

Если светимость в процессе термоядерной вспышки достигает эддингтоновского предела, то радиус фотосферы R_{ph} в начале вспышки увеличивается, а на стадии релаксации возвращается к исходному значению R [195]. На основе этой модели Каминкер и др. [218] предложили методику анализа эддингтоновских вспышек барсторов и впервые применили её для вывода ограничений на параметры барстора MXB 1728–34. В дальнейшем эта методика совершенствовалась и уточнялась (см. ссылки в [151]).

Согласно (9), болометрический поток равен $F_{bol} = L_{ph}^\infty / (4\pi D^2) = \sigma_{SB}(T_{eff}^\infty)^4 (R_{ph}^\infty/D)^2$. Но аппроксимация (36) предполагает, что $F_{bol} = w \sigma_{SB}(T_{bb}^\infty)^4 (R_{ph}^\infty/D)^2$. Поэтому на поздней стадии длинной вспышки, когда $R_{ph} = R = \text{const}$, коэффициент $w \propto f_c^{-4}$. С другой стороны, зависимость f_c от L_{ph} можно рассчитать теоретически. На этом основан метод изучения барсторов, реализованный в серии работ Сулейманова и др. [151, 200]. Расчёты показывают, что f_c зависит главным образом от отношения $l_{ph} = L_{ph}/L_{Edd}$, а также от гравитационного ускорения g и химического состава фотосферы (в основном от содержания гелия по отношению к водороду, и в меньшей степени — от содержания более тяжёлых элементов). Аппроксимируя наблюдаемые зависимости

⁴ Непрозрачности OPAL включены в проект MESA [206], а база данных OP доступна по ссылке <http://cdsweb.u-strasbg.fr/topbase/TheOP.html>.

⁵ Модели NSA, NSAGRAV и NSATMOS в базе данных XSPEC [210].

⁶ <https://github.com/McPHAC/>.

⁷ Модель CARBATM в базе данных XSPEC [210].

нормировки спектра $f_c^{-4}(l_{\text{ph}})$ теоретическими расчётами, находят химический состав, при котором достигается согласие результатов теории с данными наблюдений. Для химического состава при разных значениях g определяют цветовую поправку, соответствующую наблюдаемой, и тем самым получают кривую допустимых значений на плоскости (M, R) . Точка на этой кривой, удовлетворяющая условию $F_{\text{bol}} = l_{\text{ph}} F_{\text{Edd}}$, где $F_{\text{Edd}} = L_{\text{Edd}}/[4\pi D^2(1+z_g)^2]$ — болометрический поток, соответствующий эддингтоновской светимости (30), при известном расстоянии D даёт оценку массы и радиуса нейтронной звезды. Если D неизвестно, то такой анализ позволяет получить ограничения на совместные значения M , R и D .

Этот метод был с успехом применён для анализа длинных вспышек барстеров 4U 1724–307 [151] и GS 1826–24 [219]. В обоих случаях отмечалось хорошее согласие наблюдаемых зависимостей $f_c(l_{\text{ph}})$ с рассчитанными. В работе [219] было также проведено теоретическое моделирование кривых блеска — зависимостей F_{bol} от времени. Как и в более ранней работе [220], авторам удалось найти такой химический состав атмосферы и такую скорость акреции, при которых кривые блеска каждой вспышки и средний интервал между вспышками согласуются с данными наблюдений, что позволило получить абсолютную калибровку светимости. Сравнение теоретической светимости с наблюдаемой даёт оценку отношения $f_c/(1+z_g)$, не зависящую от расстояния D до источника, и тем самым дополнительные ограничения на массу и радиус нейтронной звезды [151, 219]. Возможная анизотропия излучения, изменяющая полный поток (например, из-за экранирования и отражения части излучения акреционным диском [153]), эквивалентна умножению D на некоторый постоянный коэффициент, поэтому она не влияет на оценки, не зависящие от D [219].

В работах [221–223] использовался упрощённый анализ спектров барстеров, при котором не учитывается зависимость $f_c(l_{\text{ph}})$, а только предполагается, что в "точке касания", определяемой по максимуму цветовой температуры, достигается эддингтоновская светимость. Это предположение неточно, поэтому такой упрощённый анализ оказался несостоятелен: он приводит к значительно меньшим значениям R , чем метод, описанный выше. К тому же в работах [221–223] анализировались "короткие" вспышки, для которых зависимость $f_c(l_{\text{ph}})$ плохо описывается теорией атмосфер, а обычное разделение спектра на составляющие становится неоднозначным (см. раздел 3.3). Поэтому упрощённые оценки параметров нейтронных звёзд [221–223] не заслуживают доверия (см. обсуждение в [151]).

Надо заметить, что имеющиеся результаты для барстеров всё ещё оставляют некоторые вопросы. Во-первых, оценки, полученные для двух разных источников в [151] и [219], плохо согласуются между собой: при использовании модели водородной фотосферы первая указывает на сравнительно большой радиус нейтронной звезды, а значит, жёсткое уравнение состояния вещества сверхъядерной плотности, а вторая даёт ограничение, предполагающее мягкое уравнение состояния. Во-вторых, хорошее согласие между теорией и наблюдениями спектра получено только для ограниченного отрезка убывающей зависимости кривой блеска. В третьих, необъяснённым остаётся различие нормировок спектров

для вспышек, повторяющихся через разные интервалы. В работе [219] проведено обсуждение этих неопределённостей и возможных перспектив их разрешения с помощью будущих наблюдений.

4.4. Фотосфера изолированных нейтронных звёзд

Немагнитные фотосфера изолированных нейтронных звёзд отличаются от атмосфер акрецирующих звёзд, прежде всего, более низкой эффективной температурой $T_s \sim 3 \times (10^5 - 10^6)$ К, а возможно также, что и химическим составом. Примеры спектров таких атмосфер приведены на рис. 3.

Если акреция на нейтронную звезду полностью отсутствовала, то её атмосфера должна состоять из железа. Спектр такой атмосферы имеет максимум в той же области длин волн, что и спектр чёрного тела, но содержит многочисленные особенности, вызванные резонансными переходами между связанными состояниями ионов и их фотоионизацией [207, 208, 212, 224]. Линии поглощения и фотоионизационные скачки становятся менее резкими с увеличением g , так как при этом фотосфера становится более плотной, в результате чего усиливаются эффекты, приводящие к уширению линий [225] (например, флюктуирующие микрополя в плазме [226]).

Если атмосфера состоит из водорода или гелия, то спектр гладкий, но смещён в область более высоких энергий по сравнению со спектром чёрного тела при той же эффективной температуре [188, 207]. Как показали Завлин и др. [188], этот сдвиг вызван убыванием непрозрачностей лёгких элементов по закону $\chi_\omega \propto \omega^{-3}$ при $\hbar\omega > k_B T \sim 0,1$ кэВ, вследствие которого фотоны с большей энергией выходят из более глубоких и более горячих слоёв фотосферы. Завлин и др. [188] уделили внимание также диаграмме направленности излучения, выходящего из атмосферы. Оно, в отличие от излучения чёрного тела, существенно анизотропно ($I_\omega(\hat{\mathbf{k}})$ быстро

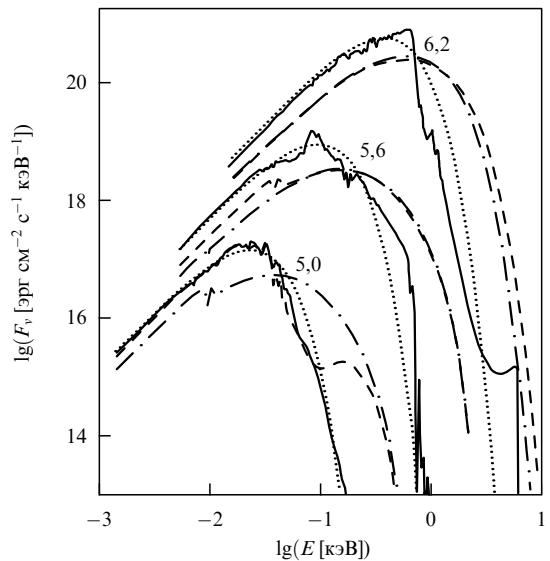


Рис. 3. Плотности потока энергии излучения как функции энергии фотона $E = \hbar\omega$ для фотосферы, состоящей из железа (сплошные кривые), гелия (штриховые) и водорода (штрихпунктирные), в сравнении со спектром чёрного тела (пунктирные кривые) при $g_{14} = 2,43$ для разных значений эффективной температуры (числа у кривых соответствуют $\lg T_{\text{eff}}$ [К]). (Рисунок 3 из работы [213], воспроизведён с разрешения X. Понса и ©AAS).

убывает при больших углах θ_k), а форма диаграммы направленности зависит от частоты ω и химического состава атмосферы.

С использованием той же методики, что и для барсторов, в работе [227] было учтено влияние комптонизации на спектры изолированных нейтронных звёзд. Авторы показали, что эффект Комптона приводит к уменьшению потока высокогенергичных фотонов $\hbar\omega \gg 1$ кэВ для водородных и гелиевых атмосфер, что становится заметным при сравнительно высокой эффективной температуре $T_s > 10^6$ К, когда максимум спектрального распределения сдвигается в область энергий $E \gtrsim 1$ кэВ. Этот эффект приближает спектры горячих водородных и гелиевых атмосфер к спектру чёрного тела с цветовой поправкой $f_c \approx 1,6 - 1,9$.

Несколько особняком стоят работы [224, 228] — единственные, в которых спектр излучения железной атмосферы нейтронной звезды был рассчитан вне рамок приближения ЛТР. При $T = 2 \times 10^5$ К отличие от модели ЛТР составляет около 10 % для потока в линиях и намного меньше в континууме [208, 224]. Как отмечено в [208], при более высокой температуре различия могут быть больше, что и подтверждилось в [228].

Понс и др. [213] провели тщательное исследование, пытаясь описать наблюдаемый спектр звезды Уолтера RX J1856.5 – 3754 на основе моделей атмосфер разного химического состава без магнитного поля. Оказалось, что модель водородной атмосферы, воспроизводящая рентгеновскую часть спектра, предсказывает примерно в 30 раз большую светимость в оптическом диапазоне, чем реально наблюдается, а модель железной атмосферы соответствует слишком малому радиусу. Это, в частности, в очередной раз показало, что оценка радиуса нейтронной звезды сильно зависит от предположений о её фотосфере. Удовлетворительные результаты удалось получить для химического состава, соответствующего продуктам термоядерного горения вещества, аккреционированного на звезду в ранний период её жизни. Как эта модель, так и другие модели атмосфер из элементов тяжелее гелия предсказывали наличие линий поглощения в рентгеновском спектре. Однако последующие глубокие рентгеновские наблюдения в космических обсерваториях *Chandra* [229] и *XMM-Newton* [83] таких линий не обнаружили.

Неудача интерпретации спектра звезды Уолтера при помощи немагнитных моделей атмосфер может объясняться тем, что эта звезда обладает сильным магнитным полем. На это указывает наличие вблизи неё туманности, светящейся в бальмеровской линии $H\alpha$ [230]. Такие туманности встречаются вблизи пульсаров, которые ионизируют межзвёздный водород посредством ударной волны, создаваемой взаимодействием их магнитосферы с межзвёздной средой при сверхзвуковом движении через неё [52, 231]. Поначалу отсутствие видимых пульсаций излучения этой звезды вызывало сомнения в аналогии с пульсарами, но вскоре такие пульсации были обнаружены [232]. Об интерпретации спектра звезды Уолтера согласно моделям магнитных атмосфер рассказано в разделе 8.1.

Первая успешная интерпретация спектра изолированной нейтронной звезды на основе модели немагнитной неводородной атмосферы была осуществлена в работе [214]. Авторы показали, что наблюдаемый рентгеновский спектр ЦКО в остатке сверхновой Кассиопея А,

вспыхнувшей около 1680 г., удовлетворительно описывается моделью атмосферы, состоящей из углерода, с эффективной температурой $T_{\text{eff}} \sim 2 \times 10^6$ К. Последующие наблюдения обнаружили, что T_{eff} заметно убывает со временем [233], что было объяснено всплеском нейтринного излучения, уносящего внутреннее тепло, из-за перехода нейтронов в сверхтекущее состояние [234, 235]. При $t_* \approx 330$ лет это согласуется с теорией остывания [97]. Независимый анализ [236] подтвердил уменьшение регистрируемого потока, но авторы подчеркнули, что статистическая значимость этого результата невысока и что те же наблюдательные данные допускают другие интерпретации. Недавно спектр ещё одного ЦКО, находящегося в остатке сверхновой HESS J1731 – 347, также удалось удовлетворительно описать в рамках модели немагнитной углеродной атмосферы [237].

4.5. Атмосферы нейтронных звёзд в маломассивных двойных системах

Многие МРТ находятся в шаровых скоплениях, расстояния до которых известны с точностью 5–10 %, что сокращает одну из главных неопределённостей, затрудняющих анализ их спектра. Как отмечалось в разделе 3, спектры МРТ, находящихся в спокойном состоянии, — сММРД — вероятно, обусловлены тепловым излучением нейтронной звезды. В ранних работах эти спектры интерпретировались при помощи функции Планка, что давало завышенную эффективную температуру и заниженный радиус излучающей области. Однако Ратледж и др. [144, 238, 239] обнаружили, что модель немагнитной водородной атмосферы позволяет объяснить спектр МРТ излучением всей поверхности нейтронной звезды с приемлемыми значениями температуры и радиуса.

В настоящее время известны десятки сММРД в шаровых скоплениях (их списки можно найти в [240, 241]), и применение моделей водородных атмосфер для анализа их спектров стало рутинным делом. Так, анализ остывания глубоко прогретой коры KS 1731 – 260 и других подобных объектов, о котором шла речь в разделе 3.1, был основан на измерениях эффективной температуры T_{eff} с использованием моделей NSA [188] и NSATMOS [209].

В большинстве работ (включая [130–132]) масса и радиус нейтронной звезды были априори заданы значениями $M = 1,4 M_\odot$ и $R = 10$ км, при которых $g_{14} = 2,43$. В работе [209] было показано, что такая фиксация g может приводить к грубым ошибкам в оценке параметров нейтронных звёзд (отсюда, в частности, следует, что оценки T_{eff} для KS 1731 – 260 и MXB 1659 – 29, о которых шла речь в разделе 3.1, ненадёжны). Анализ спектра сММРД X7 в шаровом скоплении 47 Тис, свободный от такой фиксации, дал доверительную область оценок M и R на уровне 90 % статистической значимости, согласующуюся с "жёсткими" уравнениями состояния вещества сверхядерной плотности [209]. Однако оценки, полученные в [242] на основе аналогичного анализа для пяти других сММРД в шаровых скоплениях, в целом лучше согласуются с "мягкими" уравнениями состояния, хотя подвержены большому разбросу. В статьях [243, 244] проведён анализ тепловых спектров двух сММРД при помощи моделей водородной и гелиевой атмосферы. Оказалось, что первая модель приводит к низким оценкам M и R , совместимым с мягкими уравнениями состояния, а вторая — к высоким, для объяснения ко-

торых требуется жёсткое уравнение состояния сверхплотной материи. Таким образом, несмотря на значительный прогресс, достигнутый в последние годы, оценки масс и радиусов нейтронных звёзд, полученные из анализа спектров СММРД, ещё нельзя считать окончательными.

4.6. Фотосфера миллисекундных пульсаров

Магнитные поля большинства миллисекундных пульсаров удовлетворяют критериям слабого поля, сформулированным в разделе 4.1. Тем не менее магнитное поле играет определённую роль, так как области открытых силовых линий ("полярные шапки") могут нагреваться из-за торможения ускоренных частиц (см. раздел 2.6). Следовательно, при расчёте интегрального спектра необходимо учитывать неоднородное распределение температуры по поверхности.

Модели вращающихся нейтронных звёзд с горячими пятнами были представлены во многих публикациях (например, [72, 245, 246] и приведённые там ссылки), но в большинстве из них использовалась модель излучения абсолютно чёрного тела. Эта модель приемлема для предварительного качественного описания спектров и кривых блеска миллисекундных пульсаров, но детальный количественный анализ должен учитывать наличие фотосферы. Рассмотрим результаты такого анализа.

Ближайший к Земле и самый яркий из четырёх миллисекундных пульсаров, у которых наблюдается теплое рентгеновское излучение, — это PSR J0437–4715. Он входит в состав двойной системы с белым карликом, имеющим возраст около 6 млрд лет. Низкая эффективная температура белого карлика (~ 4000 К), а также яркость пульсара и сравнительно низкая интенсивность его нетеплового излучения создают благоприятные условия для анализа теплового спектра. Недавно удалось даже выделить теплое излучение пульсара на фоне излучения белого карлика в ультрафиолетовой области спектра [247], хотя максимум теплового излучения пульсара приходится на рентгеновскую область. Завлин и Павлов [248] показали, что тепловой рентгеновский спектр PSR J0437–4715 можно объяснить излучением двух горячих полярных шапок с водородными фотосферами и неоднородным распределением температуры, которое авторы представили в виде ступенчатой функции с более высоким значением $T \approx (1–2) \times 10^6$ К в центральном круге радиусом $0,2–0,4$ км и более низким значением $T \approx (3–5) \times 10^5$ К в окружающем его широком кольце радиусом в несколько километров.

Последующие наблюдения двойной системы J0437–4715 в разных частях спектра от инфракрасного диапазона до жёсткого рентгена и их анализ в работах [102, 249, 250] в целом подтвердили качественные выводы [248]. В частности, Богданов и др. [102, 250] воспроизвели не только спектр, но и кривую блеска этого пульсара в рентгеновском диапазоне при помощи модели водородной атмосферы со ступенчатым распределением температуры, дополненной составляющей в виде степенного спектра. Эти же авторы в работе [251] объяснили степенную составляющую спектра комптоновским рассеянием тепловых фотонов, испущенных горячей полярной шапкой, на энергичных электронах в магнитосфере или пульсарном ветре. Таким образом, все составляющие спектра могут в своей основе иметь тепловую природу. Наконец, Богданов [252] заново проанализиро-

вал рентгеновский спектр пульсара J0437–4715 с разрешением по фазе вращения, используя значение $M = (1,76 \pm 0,20) M_\odot$, полученное из радионаблюдений [253], расстояние $D = 156,3$ пк, измеренное по радиопараллаксу [254], модель немагнитной водородной атмосферы NSATMOS [209] и трёхступенчатое распределение T_{eff} вокруг полярных шапок. В результате он пришёл к выводу, что радиус нейтронной звезды с такой массой не может быть меньше 11 км, что говорит в пользу "жёстких" моделей уравнения состояния вещества сверхъядерной плотности.

Наличие водородной атмосферы помогает объяснить не только спектр, но и сравнительно большую амплитуду (30–50 %) пульсаций теплового рентгеновского излучения как этого, так и трёх других миллисекундных пульсаров, у которых наблюдается тепловая составляющая излучения (PSR J0030+0451, J2124–3358 и J1024–0719). Согласно работам [116, 250], столь сильные пульсации могут указывать на наличие водородной атмосферы у всех подобных пульсаров. Измеренные спектры и кривые блеска всех четырёх пульсаров соглашаются с этим предположением [250].

5. Вещество в сильном магнитном поле

Условия, сформулированные в разделе 4.1, нарушаются для большинства известных изолированных нейтронных звёзд, поэтому магнитное поле радикально влияет на перенос излучения в их атмосферах. Прежде чем переходить к моделям таких атмосфер, полезно рассмотреть влияние магнитного поля на вещество, из которого они состоят.

5.1. Квантование Ландау

Движение заряженных частиц в магнитном поле квантовано по уровням Ландау [255]. Это означает, что непрерывным образом может меняться только продольный (направленный вдоль \mathbf{B}) импульс частицы. Движение классической заряженной частицы поперёк магнитного поля ограничено круговыми орбитами, что в квантовой механике соответствует набору дискретных состояний, аналогичных квантовым состояниям двумерного гармонического осциллятора.

Полное теоретическое описание квантовой механики свободных электронов в магнитном поле дано в монографии [256]. Безразмерные параметры, характеризующие магнитное поле, — это магнитная индукция в релятивистских единицах b и в атомных единицах γ :

$$b = \frac{\hbar\omega_c}{m_e c^2} = \frac{B}{B_{\text{QED}}} = \frac{B_{12}}{44,14}, \quad (37)$$

$$\gamma = \frac{B}{B_0} = 425,44 B_{12}. \quad (38)$$

С атомной единицей B_0 мы уже имели дело в разделе 4.1, а релятивистская единица $B_{\text{QED}} = m_e^2 c^3 / (e\hbar) = B_0/\alpha_f^2$ — это критическое (швингеровское) поле, при превышении которого особенно проявляются специфические эффекты квантовой электродинамики. В астрофизике магнитное поле называют *сильным*, если $\gamma \gg 1$, и *сверхсильным*, если $b \gtrsim 1$.

В нерелятивистской теории расстояние между уровнями Ландау равно циклотронной энергии $\hbar\omega_c$. В реля-

тивистской теории энергии уровней Ландау равны $E_N = m_e c^2 (\sqrt{1+2bN} - 1)$ ($N=0, 1, 2, \dots$). Волновые функции, описывающие электрон в магнитном поле, имеют характерный поперечный масштаб $a_m = (\hbar c/eB)^{1/2} = a_B/\sqrt{\gamma}$, где a_B — боровский радиус. Проекция импульса на направление магнитного поля остаётся хорошим квантовым числом, поэтому в состоянии термодинамического равновесия сохраняется максвелловское распределение по продольным импульсам. Однако максвелловское распределение по поперечным импульсам заменяется на дискретное Больцмановское распределение по N .

На практике квантование Ландау становится важным тогда, когда электронная циклотронная энергия $\hbar\omega_c$ по крайней мере сравнима как с электронной энергией Ферми ϵ_F , так и с характерной тепловой энергией $k_B T$. Если $\hbar\omega_c$ заметно превосходит обе эти энергии, то в термодинамическом равновесии большинство электронов находятся на основном уровне Ландау, и поле называют сильно квантующим. Для этого должны одновременно выполняться условия $\rho < \rho_B$ и $\zeta_e \gg 1$, где

$$\rho_B = \frac{m_i}{\pi^2 \sqrt{2} a_m^3 Z} = 7045 \frac{A}{Z} B_{12}^{3/2} \text{ г см}^{-3}, \quad (39)$$

$$\zeta_e = \frac{\hbar\omega_c}{k_B T} = 134,34 \frac{B_{12}}{T_6}. \quad (40)$$

В атмосферах нейтронных звёзд эти условия, как правило, выполняются при $B \gtrsim 10^{11}$ Гс. В противоположном предельном случае, когда $\zeta_e \ll 1$, квантование Ландау можно не учитывать. Заметим, что в магнитосферах, обладающих более низкой плотностью, электроны могут скапливаться на нижнем уровне Ландау даже при $B \sim 10^8$ Гс из-за нарушения условий ЛТР (см. раздел 5.9).

Ионы в атмосферах нейтронных звёзд можно рассматривать как невырожденные и нерелятивистские частицы. Для них параметр ζ_i заменяется на

$$\zeta_i = \frac{\hbar\omega_{ci}}{k_B T} = 0,0737 \frac{Z}{A} \frac{B_{12}}{T_6}. \quad (41)$$

Здесь $\omega_{ci} = ZeB/(m_i c)$ — ионная циклотронная частота, а $\hbar\omega_{ci} = 6,35(Z/A) B_{12}$ эВ — ионная циклотронная энергия. В атмосферах магнитаров, где $B_{12} \gtrsim 100$ и $T_6 \lesssim 10$, параметр ζ_i не является малой величиной, поэтому магнитным квантованием движения ионов нельзя пренебрегать.

5.2. Взаимодействие с излучением

Общую формулу для дифференциального сечения поглощения плоской электромагнитной волны квантово-механической системой можно записать в виде (см., например, [257])

$$d\sigma = \frac{4\pi^2}{\omega c} \left| \mathbf{e} \langle f | \mathbf{j}_{\text{eff}} | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) dv_f, \quad (42)$$

где $|i\rangle$ и $|f\rangle$ — соответственно начальное и конечное состояния системы, dv_f — число конечных состояний в рассматриваемом интервале энергий dE_f , \mathbf{e} — вектор поляризации электромагнитной волны, $\mathbf{j}_{\text{eff}} = \sum_i q_i \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}_i) \dot{\mathbf{r}}_i$ — эффективный оператор электрического тока, $\dot{\mathbf{r}}_i$ — оператор скорости, действующий на частицу с зарядом q_i . При вычислении матричных элементов $\langle f | \mathbf{j}_{\text{eff}} | i \rangle$ важно помнить, что в магнитном поле не соблюдается пропорциональность $\dot{\mathbf{r}}_i$ каноническому импульсу \mathbf{p} . Для системы "электрон + протон", взаимодействующей с

излучением при наличии постоянного магнитного поля, эти матричные элементы выведены аналитически в работе [258].

В дипольном приближении сечение взаимодействия фотона с частицей плазмы можно разложить на три составляющие, соответствующие продольной, правой и левой поляризациям по отношению к направлению магнитного поля (например, [189, 259]):

$$\sigma(\omega, \theta_B) = \sum_{\alpha=-1}^1 \sigma_\alpha(\omega) |e_\alpha(\omega, \theta_B)|^2. \quad (43)$$

Здесь ω — частота фотона, θ_B — угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{B} (см. рис. 1), а $e_0 \equiv e_z$ и $e_{\pm 1} \equiv (e_x \pm ie_y)/\sqrt{2}$ — компоненты разложения электромагнитного вектора поляризации \mathbf{e} по циклическому базису в системе координат с осью z , направленной вдоль \mathbf{B} . Представление (43) удобно тем, что σ_α не зависит от θ_B .

Сечения рассеяния в фотосферах нейтронных звёзд хорошо известны [260–262]. Рассеяние фотона на электроне для $\alpha = -1$ имеет резонанс на циклотронной частоте ω_c . Вне узкого (порядка доплеровской ширины) интервала частот вокруг ω_c сечения рассеяния для базовых поляризаций $\alpha = 0, \pm 1$ записываются как

$$\sigma_\alpha^{\text{s,e}} = \frac{\omega^2}{(\omega + \alpha\omega_c)^2 + v_{e,\alpha}^2} \sigma_T, \quad (44)$$

где σ_T — немагнитное томсоновское сечение (31), $v_{e,\alpha}$ — эффективные факторы затухания, равные половине суммарной скорости спонтанного и столкновительного распада электронного состояния с энергией $\hbar\omega$ (см. [268]). Сечение рассеяния на ионах выглядит аналогично:

$$\sigma_\alpha^{\text{s,i}} = \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^2 \frac{\omega^2 Z^4}{(\omega - \alpha\omega_{ci})^2 + v_{i,\alpha}^2} \sigma_T. \quad (45)$$

В отличие от немагнитного случая, в сверхсильных полях рассеянием на ионах нельзя пренебречь, так как $\sigma_{\pm 1}^{\text{s,i}}$ имеет резонанс на частоте ω_{ci} .

В отсутствие магнитного поля поглощение фотона свободным электроном возможно только при взаимодействии с третьей частицей, которая забирает разность суммарного импульса электрона и фотона до поглощения и суммарного импульса после поглощения. В квантующем магнитном поле, кроме того, возможны также переходы электронов между уровнями Ландау. В нерелятивистской теории такие переходы происходят между равноотстоящими соседними уровнями на частоте ω_c , что соответствует дипольному приближению. В релятивистской теории мультипольное разложение приводит к появлению циклотронных гармоник [71]. Сечения поглощения на этих гармониках были выведены в борновском приближении без учёта квантования движения электрона в магнитном поле в работе [263] и компактно представлены в [264].

Учёт квантования движения электрона приводит к появлению циклотронных гармоник и в нерелятивистской теории. В работе [265] в борновском приближении были выведены сечения поглощения фотона электроном, движущимся в квантующем магнитном поле и взаимодействующим с неподвижным точечным зарядом. Такая модель применима при условии $\omega \gg \omega_{ci}$. В сверхсильных полях магнитаров это условие неприемлемо, поэтому

необходимо рассматривать поглощение фотона системой заряженных частиц конечной массы, что даёт [266, 267]

$$\sigma_a^{\text{ff}}(\omega) = \frac{4\pi e^2}{m_e c} \frac{\omega^2 v_a^{\text{ff}}(\omega)}{(\omega + \alpha\omega_c)^2 (\omega - \alpha\omega_{ci})^2 + \omega^2 \tilde{v}_a^2(\omega)}, \quad (46)$$

где v_a^{ff} — эффективная частота столкновений, приводящих к поглощению фотона, а \tilde{v}_a — эффективная частота, включающая также и другие процессы столкновений. Из (46) видно, что σ_{-1}^{ff} и σ_{+1}^{ff} имеют резонанс на частотах ω_c и ω_{ci} соответственно. Выражения для эффективных частот столкновений v_a^{ff} и \tilde{v}_a даны в работе [266]. Можно записать

$$v_a^{\text{ff}}(\omega) = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m_e T}} \frac{n_e e^4}{\hbar\omega} A_a^{\text{ff}}, \quad (47)$$

где $A_a^{\text{ff}} = (\pi/\sqrt{3}) g_a^{\text{ff}}$ — кулоновский логарифм, а g_a^{ff} — фактор Гаунта, причём $g_{-1}^{\text{ff}} = g_{+1}^{\text{ff}}$. В отсутствие магнитного поля фактор Гаунта является гладкой функцией ω . Но расчёт с учётом квантования Ландау показывает, что $v_a^{\text{ff}}(\omega)$ имеет пики на частотах, кратных как электронной, так и ионной циклотронной частоте для всех поляризаций α .

Свободно-свободное поглощение в водородной плазме с учётом обоих типов циклотронных гармоник (электронных и ионных) было впервые рассчитано в [266], более подробное рассмотрение проведено в [267], а обобщение на случай произвольных водородоподобных ионов и обсуждение неборновских поправок даны в [268]. Если $\omega_{ci}/\omega \rightarrow 0$, то воспроизводятся результаты работы [265]

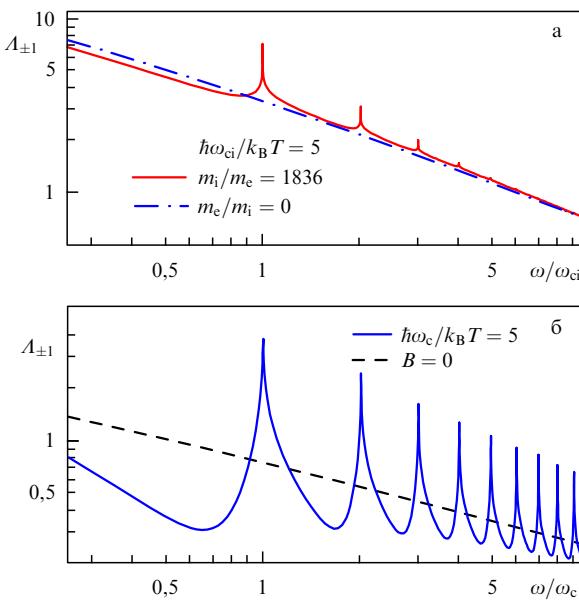


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Электронные (б) и протонные (а) циклотронные гармоники на кулоновском логарифме свободно-свободного поглощения при $\hbar\omega_c = 5k_B T$ и $\hbar\omega_{ci} = 5k_B T$ соответственно для фотонов, поляризованных поперёк магнитного поля. Сплошными кривыми показан результат точного расчёта $A_1(\omega) = A_{-1}(\omega)$ в борновском приближении, а штрихпунктирной кривой на рис. а — приближение бесконечной массы протона (на рис. б оно практически совпадает с точным результатом). Для сравнения на рис. б штриховой линией показан кулоновский логарифм в отсутствие магнитного поля.

для электронного фотопоглощения, но надо иметь в виду, что ионные циклотронные гармоники не могут быть получены простым масштабированием электронных. Такое масштабирование применялось в моделях атмосфер нейтронных звёзд начиная со статьи [269] и до появления работы [266], в которой показано, что оно качественно неверно. Это можно видеть на рис. 4, где в одинаковом масштабе представлены электронные и ионные циклотронные гармоники. Несмотря на выбор одного и того же отношения циклотронной частоты к температуре, циклотронные пики на рис. 4а гораздо слабее, чем на нижнем. Физические причины и следствия этого факта подробно освещены в работе [267]. Там же продемонстрировано, что в атмосферах нейтронных звёзд ионные циклотронные гармоники настолько слабы, что их можно не учитывать.

5.3. Атомы

Как впервые подмечено в работе [270], при одной и той же температуре атомы и ионы со связанными состояниями должны быть гораздо многочисленнее в атмосфере нейтронной звезды при $\gamma \gg 1$, чем при $\gamma \lesssim 1$. Это вызвано тем, что в сильном магнитном поле возрастают энергии связи и уменьшаются размеры атомов, находящихся в так называемых тесносвязанных состояниях, которые характеризуются концентрацией электронного заряда на небольшом удалении от ядра. Поэтому в сильном магнитном поле важно учитывать наличие связанных состояний и переходов между ними даже для атмосфер, состоящих из лёгких элементов (водорода или гелия), которые в отсутствие магнитного поля были бы практически полностью ионизованы.

Пионерские работы Лоудона, Хасегавы и Ховарда [271, 272]⁸ положили начало многочисленным исследованиям атомов в сильных магнитных полях. В большинстве этих исследований применялась модель атома с бесконечно массивным (фиксированным в пространстве) ядром. Их результаты обобщены в ряде обзоров (например, [273, 274]). Модель бесконечно массивного ядра слишком груба для описания атомов в атмосферах нейтронных звёзд с сильными магнитными полями, но она является удобным начальным приближением. Поэтому в данном разделе мы остановимся на этой модели, а выход за её рамки обсудим ниже, в разделе 5.6.

Согласно модели Томаса–Ферми, характерный размер атома с большим зарядом ядра $Z_n \gg 1$ изменяется как $\gamma^{-2/5}$ в интервале $Z_n^{4/3} \ll \gamma \ll Z_n^3$ [275]. При $\gamma \gtrsim Z_n^3$ обычная модель Томаса–Ферми для отдельного атома становится неприменимой [276]. В частности, она не способна описать различие поперечных и продольных размеров атома, которое становится огромным в таких сильных полях. Однако в этой области хорошим начальным приближением для оценок служит так называемое адиабатическое приближение, в котором каждая электронная орбиталь представляется в виде произведения функции Ландау [256], описывающей движение свободного электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, и функции, описывающей одномерное движение электрона вдоль магнитных силовых линий в поле

⁸ Статьи [271, 272] и некоторые из работ, цитируемых ниже, посвящены задаче об экситоне Мотта в твёрдом теле с магнитным полем, постановка которой эквивалентна задаче об атоме водорода в сильном магнитном поле.

эффективного потенциала, схожего с одномерным кулоновским потенциалом, обрезанным в нуле [277]. При $\gamma \gg Z_n^3$ все электронные оболочки атома сильно сжаты в направлениях, перпендикулярных полю. В основном состоянии размеры атома l_{\perp} и l_{\parallel} в направлениях поперёк и вдоль \mathbf{B} можно оценить по формулам [278]

$$l_{\perp} \approx \sqrt{2Z_n - 1} a_m, \quad l_{\parallel} \approx \frac{Z_n^{-1} a_B}{\ln [\sqrt{\gamma}/(Z_n \sqrt{2Z_n - 1})]} . \quad (48)$$

При этом энергия связи $E^{(0)}$ основного состояния возрастает с увеличением B приблизительно как $(\ln \gamma)^2$. Здесь и далее верхний индекс (0) указывает, что используется приближение неподвижного ядра. При $Z_n \gg 1$ и $\gamma/Z_n^3 \rightarrow \infty$ имеется асимптотическая оценка $E^{(0)} \sim -Z_n \hbar^2 / (m_e l_{\parallel}^2)$ [278], которая, однако, на практике не достигается (см. раздел 5.5).

Особенно много работ было посвящено простейшему атому в магнитном поле — атому водорода. Поскольку при $B > 10^9$ Гс электрон в атоме водорода находится на основном уровне Ландау $N = 0$, а его спин направлен против поля, связное состояние определяется квантовыми числами s и v , где $s = 0, 1, 2, \dots$ соответствует проекции орбитального момента электрона на направление магнитного поля $-\hbar s$, а $v = 0, 1, 2, \dots$ в адиабатическом приближении равно количеству узлов волновой функции вдоль этого направления. Тесносвязанные состояния атома характеризуются значением $v = 0$, а все ненулевые v соответствуют слабосвязанным состояниям.

Расчёты свойств атома водорода вне адиабатического приближения проводились разными методами (вариационными, сеточными и др.). При $\gamma \gg 1$ самым естественным способом расчётов является разложение волновой функции по орбиталям Ландау, составляющим полный ортогональный базис функций в плоскости, перпендикулярной магнитному полю [279]. Такие вычисления проводились в работах [279–281] для связанных состояний, а в [282] — также и для состояний непрерывного спектра, что позволило рассчитать как силы осцилляторов, так и сечения фотоионизации. На рисунке 5 представлены примеры таких сечений для атома водорода, покоящегося в сильном магнитном поле, с учётом конечной массы протона. Широкие пики соответствуют переходам на возбуждённые уровни Ландау $N > 0$, а узкие пики и провалы вблизи соответствующих парциальных порогов с $\hbar\omega \approx N\hbar\omega_c$ — резонансам, связанным с автоионизацией метастабильных состояний.

Для астрофизического моделирования наилучшим образом подходят аналитические выражения для атомных характеристик. Но асимптотические оценки при $\gamma \gg 1$ не дают желаемой точности. Например, энергия связи покоящегося атома водорода в основном состоянии, $E_{sv}^{(0)}$ при $s = v = 0$, рассчитанная в рамках нерелятивистской квантовой механики, в пределе $\gamma \rightarrow \infty$ стремится к $(\ln \gamma)^2$ Ry [271, 277], однако эта оценка даёт ошибку более чем в 2 раза при любых значениях B , встречающихся в нейтронных звёздах. С учётом следующих двух членов асимптотического разложения [272] $E_{00}^{(0)} \sim \ln^2(\tilde{\gamma}/\ln^2 \tilde{\gamma})$ Ry, где $\tilde{\gamma} \approx 0,28\gamma$. Но и эта оценка отличается от точных результатов на 40–80 % при $B \sim 10^{12}–10^{14}$ Гс. Возможный путь решения данной проблемы состоит в построении аналитических приближений к результатам численных расчётов. В статье [283] приведены аккуратные подгоночные формулы для энер-

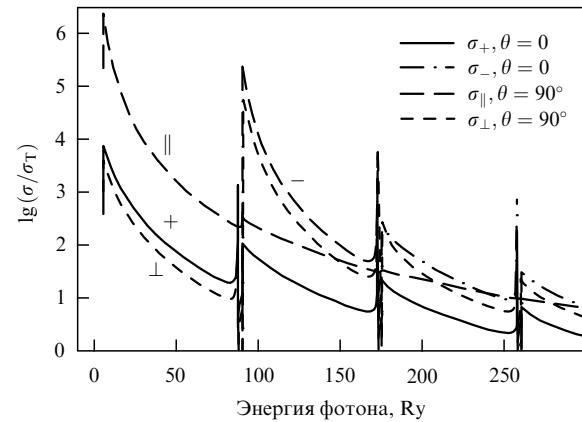


Рис. 5. Зависимость логарифма сечения фотоионизации, нормированного на томсоновское сечение (31), $\lg(\sigma/\sigma_T)$, от энергии поглощаемого фотона $\hbar\omega$ для основного состояния атома водорода, покоящегося в магнитном поле $B = 10^{11}$ Гс. Кривые, помеченные знаками "+" и "-", и "||", показывают сечения для круговой и продольной поляризаций $\alpha = +1, -1$ и $\alpha = 0$ соответственно, а кривая, помеченная значком " \perp ", — для излучения, поляризованного перпендикулярно \mathbf{B} . Волновой вектор \mathbf{k} направлен вдоль \mathbf{B} при $\alpha = \pm 1$ и поперёк — в остальных двух случаях. (Рисунок 4 из работы [282], воспроизведётся с разрешения ©ESO.)

гий, размеров и вероятностей излучательных переходов для многих связанных состояний атома водорода при $B \lesssim 10^{14}$ Гс. Уровни энергии в приближении бесконечно массивного ядра недавно вновь обсуждались в работе [284], где были получены аналитические формулы, применимые при $B \gtrsim 10^{11}$ Гс. Здесь мы дадим другую аппроксимацию для энергий тесносвязанных уровней, справедливую при любых B . Временно игнорируя поправки на поляризацию вакуума (раздел 5.5) и конечную массу ядра (раздел 5.6), представим энергию связи в виде

$$\frac{E_{s,0}^{(0)}}{\text{Ry}} = \frac{(1+s)^{-2} + (1+s)x/a_1 + a_3x^3 + a_4x^4 + a_6x^6}{1 + a_2x^2 + a_5x^3 + a_6x^4} , \quad (49)$$

где $x = \ln(1 + a_1\gamma)$. Здесь a_i — числовые параметры, которые мы аппроксимируем как функции s :

$$a_1 = \frac{0,862 + 2,5s^2}{1 + 0,018s^3} ,$$

$$a_2 = 0,275 + 0,1763\delta_{s,0} + \frac{s^{2,5}}{6} ,$$

$$a_3 = 0,2775 + 0,0202s^{2,5} ,$$

$$a_4 = \frac{0,3157}{(1+2s)^2} - 0,26\delta_{s,0} ,$$

$$a_5 = 0,0431 ,$$

$$a_6 = \frac{2,075 \times 10^{-3}}{(1+7s^2)^{0,1}} + 1,062 \times 10^{-4}s^{2,5} .$$

Приближение (49) точно воспроизводит зеемановское смещение нижнего подуровня в каждом мультиплете в пределе слабого поля и правильную асимптотику в пределе сильного поля. Его погрешность заключена в

пределах 3 % для $s < 30$ при $\gamma > 1$ и для $s < 5$ при любом γ , а для $s = 0$ — в пределах 0,3 % при любом γ .

Энергии связи состояний с $v \geq 1$ при $\gamma \gtrsim 1$ можно оценить по формуле

$$E_{s,v}^{(0)} = \frac{1 \text{ Ry}}{(n + \delta)^2}, \quad (50)$$

где

$$n = \frac{v+1}{2}, \quad \delta \approx \frac{1+s/2}{1+2\sqrt{\gamma}+0,077\gamma} \quad \text{для нечётных } v;$$

$$n = \frac{v}{2}, \quad \delta \approx \frac{1+s/8}{0,6+1,28 \ln(1+0,7\gamma^{1/3})} \quad \text{для чётных } v.$$

При $\gamma \rightarrow \infty$ энергии (50) стремятся к энергиям атома водорода без поля (n^{-2} Ry), поэтому состояния с $v \geq 1$ часто называют "водородоподобными" (этую картину нарушает поляризация вакуума, см. раздел 5.5).

В приближении бесконечно массивного ядра энергия любого одноэлектронного иона связана с энергией атома водорода соотношением подобия $E(Z_n, B) = Z_n^2 E(1, B/Z_n^2)$ [285]. Из него видно, что адиабатическое приближение для одноэлектронных ионов применимо при условии $\gamma \gg Z_n^2$, более слабом, чем для многоэлектронных атомов. Аналогичные соотношения существуют и для сечений радиативных переходов [286]. Однако при учёте движения поперёк магнитного поля они нарушаются. Даже для неподвижного атома учёт конечной массы ядра может быть важен при $s \neq 0$. Эти эффекты мы рассмотрим в разделе 5.6.

Для вычисления энергий связи и сил осцилляторов многоэлектронных атомов и ионов успешно применялись различные методы — вариационный (например, [287] и ссылки там), функционала плотности [288–290], Монте-Карло [291, 292], а также метод Хартри–Фока [293, 294]. В простейшем варианте метода Хартри–Фока [274, 295, 296] в качестве базиса для построения волновой функции используются одноэлектронные волновые функции в адиабатическом приближении. Такой способ надёжен для расчёта энергий, сил осцилляторов и сечений фотоионизации атома гелия [297]. Но для многоэлектронных атомов условие применимости адиабатического приближения $\gamma \gg Z_n^3$ — слишком сильное ограничение. Оно преодолено в сеточном методе Хартри–Фока, в котором каждая одноэлектронная орбиталь определяется численно как функция продольной (z) и радиальной координат на двумерной сетке [298] (см. также [299] и ссылки там), а также в "дважды самосогласованном" методе [300], в котором поперечная часть каждой орбитали представляется линейной суперпозицией функций Ландау, коэффициенты которой оптимизируются численно. Указанные работы дали ряд важных результатов, но не были реализованы в астрофизических приложениях. Как показала практика, оптимальным для моделирования атмосфер нейтронных звёзд, содержащих атомы и ионы элементов с $2 < Z_n \lesssim 10$, оказался разработанный Мори и Хейли [301] способ учёта поправок к адиабатическому приближению Хартри по теории возмущений. Этот метод может давать приемлемую точность при умеренных вычислительных затратах.

5.4. Молекулы и молекулярные ионы

Свойства молекул в сильных магнитных полях изучались в течение почти 40 лет, но до сих пор недостаточно

известны. Лучше всего изучены свойства двухатомных молекул, ориентированных вдоль поля, особенно молекулы H_2 (см. [302] и ссылки там). Лай [303] дал приближённые формулы для её энергии связи при $\gamma \gtrsim 10^3$, растущей примерно в том же темпе, пропорционально $(\ln \gamma)^2$, что и энергия связи атома. В столь сильных полях основным состоянием молекулы H_2 является состояние, в котором спины обоих электронов направлены против магнитного поля, а ось молекулы параллельна ему, в отличие от слабых полей, в которых основным состоянием является ${}^1\Sigma_g$. В умеренно сильном магнитном поле поведение молекулярных термов весьма нетривиально. Если ось молекулы направлена вдоль \mathbf{B} , то в интервале $0,18 < \gamma < 12,3$ состояния ${}^1\Sigma_g$ и ${}^3\Pi_u$ метастабильны и распадаются по каналу ${}^3\Sigma_u$ [304]. Однако оказывается, что в таких полях ориентация молекулы вдоль \mathbf{B} — не самая выгодная: так, при $\gamma = 1$ наименшей энергией обладает триплетное состояние молекулы, ориентированной перпендикулярно полю, а при $\gamma = 10$ — ориентированной под углом 37° [305].

Хорошо изучен ион H_2^+ , в том числе и произвольно ориентированный в магнитном поле (например, [306] и ссылки там). Как показывает анализ, проведённый Херсонским [307], в атмосферах нейтронных звёзд концентрация H_2^+ очень мала, поэтому маловероятно, чтобы эти ионы влияли на наблюдаемые спектры.

Сильное магнитное поле делает стабильной молекулу He_2 и её ионы He_2^+ , He_2^{2+} и He_2^{3+} , которые не существуют в отсутствие магнитного поля. Наиболее полное исследование их энергий связи применительно к атмосферам нейтронных звёзд провели Мори и Хейл [308]. Рассматривались также HeH^{++} , H_3^{++} и другие экзотические молекулярные ионы, которые становятся стабильными в сильных магнитных полях (см. [309, 310] и ссылки там). Оценив ионизационное равновесие по методу Херсонского [307], легко видеть, что при плотностях, температурах и магнитных полях, характерных для нейтронных звёзд, содержание таких молекулярных ионов крайне мало, так что они не оказывают влияния на тепловой спектр.

Результатов, относящихся к молекулам, составленным из атомов тяжелее гелия, довольно мало. Отметим статью [311], авторы которой методом функционала плотности вычислили энергию связи различных молекул от H_n до Fe_n с n от 1 до 8 в магнитных полях от 10^{12} Гс до 2×10^{15} Гс. Более ранние исследования тяжёлых молекул в сильном магнитном поле освещены в обзоре [303]. Все эти исследования проводились в рамках модели бесконечно массивных атомных ядер.

5.5. Релятивистские эффекты

Встречается утверждение, что применение нерелятивистской квантовой механики для расчёта структуры атомов и молекул оправдано только при $B < B_{QED}$. Однако рассмотрение атома водорода в сильных магнитных полях на основе уравнения Дирака [312–314] не выявило сколько-нибудь значительных отличий от решения той же задачи на основе уравнения Шрёдингера. Причины этого понятны. Волновую функцию всегда можно разложить по полному базису двумерных функций, каковым является совокупность функций Ландау для всех электронов. Функции Ландау имеют один и тот же вид в релятивистской и нерелятивистской теориях [256]. Коэффициентами такого разложения будут функции от z ,

отвечающие движению электрона вдоль **B**. Для связанных электронов это движение является нерелятивистским, поскольку максимальная энергия связи много меньше энергии покоя электрона $m_e c^2 = 511$ кэВ. Поэтому систему уравнений для искомых функций от z — а значит, и для точной волновой функции — можно решать в нерелятивистском приближении.

Тем не менее всё же имеется специфический релятивистский эффект, который нельзя не учитывать в сверхсильных полях. Как заметили Гейзенберг и Ойлер [315], виртуальные электрон-позитронные пары, создаваемые электромагнитным полем согласно теории Дирака, ведут к изменению уравнений Максвелла. Этот эффект, называемый поляризацией вакуума, пока не наблюдался, но ему были посвящены многочисленные теоретические исследования, освещённые в детальном обзоре Шуберта [316]. Воздействуя на виртуальные пары, сильное электромагнитное поле создаёт ненулевой пространственный заряд. В частности, такой заряд экранирует кулоновское взаимодействие электрона с атомным ядром на расстояниях, сравнимых с комптоновской длиной волны $\lambda_C = 2\pi\hbar/(m_e c) = 2\pi\alpha_{faB}$. Шабад и Усов [317, 318] обратили внимание, что эта экранировка влияет на чётные уровни атома в сверхсильном магнитном поле, сжимающем атом до размеров, сравнимых с λ_C . Как следствие, неограниченный рост энергий тесносвязанных уровней, предсказанный нерелятивистской теорией при неограниченном увеличении B , сменяется выходом этих энергий на постоянные значения. По той же причине не достигается попарное вырождение слабосвязанных уровней, которое следует из формулы (50) при $\gamma \rightarrow \infty$.

Этот эффект подробно исследован Маше и Высоцким [319], которые подтвердили качественные выводы Шабада и Усова и получили более точные количественные оценки. В частности, согласно их результатам (см. также [284]), влияние поляризации вакуума на энергии связи электрона в поле неподвижного кулоновского центра можно учесть с помощью замены параметра γ на $\gamma^* = \gamma/[1 + \alpha_f^3 \gamma/(3\pi)]$. Отсюда следует, что энергия связи атома водорода не превышает 1,71 кэВ ни при каком значении B .

5.6. Учёт конечной массы ядер

В подавляющем большинстве исследований атомов в сильных магнитных полях атомные ядра полагались бесконечно массивными (фиксированными в пространстве). Для магнитных атмосфер нейтронных звёзд такое приближение является весьма серьёзным и зачастую неприемлемым упрощением.

Рассмотрим сначала атом, центр масс которого покоится. Если при этом ядро не является бесконечно массивным, то оно, как и любая заряженная частица, совершает круговые колебания в плоскости, перпендикулярной **B**. В атоме эти колебания нельзя отделить от электронных колебаний, поэтому продольные проекции орбитальных моментов электронов и ядра не сохраняются по отдельности, а сохраняется только их разность. Разным квантовым числам атома отвечают разные энергии колебаний атомного ядра, кратные его циклотронной энергии. В результате энергия каждого уровня получает добавку, которой нельзя пренебречь, если параметр γ не мал по сравнению с отношением масс ядра и электрона. Для атома водорода и водородоподобных ионов $\hbar s$ теперь соответствует разности про-

дольных проекций орбитальных моментов атомного ядра и электрона, а роль уровня Ландау для ядра играет сумма $N + s$, где N — номер уровня Ландау для электрона. Для связанных состояний в сильном магнитном поле $N = 0$, поэтому добавка к энергии за счёт колебаний ядра равна $s\hbar\omega_{ci}$. Таким образом, энергия связи покоящегося атома водорода

$$E_{sv} = E_{sv}^{(0)}(\gamma^*) - \hbar\omega_{ci}s, \quad (51)$$

где $\gamma^* = \gamma/(1 + 4,123 \times 10^{-8} \gamma)$ согласно разделу 5.5. Отсюда видно, что число значений s , относящихся к связанным состояниям, ограничено. В частности, с помощью формул (49) и (51) легко проверить, что при $B > 6 \times 10^{13}$ Гс все связанные состояния имеют нулевую проекцию момента на направление поля ($s = 0$).

Для многоэлектронных атомов конечную массу ядра учесть сложнее. В работе [320] показано, что вклад движения ядра в полную энергию связи покоящегося атома равен $\hbar\omega_{ci}S(1 + \delta(\gamma))$, где $(-S)$ — полное магнитное квантовое число, и $|\delta(\gamma)| \ll 1$.

При астрофизическом моделировании необходимо учитывать конечную температуру, а значит, и тепловое движение частиц. Теория движения системы точечных зарядов в постоянном магнитном поле освещена в [321, 322]. Канонический импульс **P** при таком движении не сохраняется, а сохраняется обобщённый импульс **K**. Обобщённый импульс отдельной заряженной частицы взаимно-однозначно связан с положением её ведущего центра в плоскости (xy), перпендикулярной магнитному полю, а обобщённый импульс атома или иона равен сумме обобщённых импульсов входящих в него частиц. Если система в целом электронейтральна, то все компоненты **K** — хорошие квантовые числа. Для заряженной системы (иона) K^2 — хорошее квантовое число, но операторы K_x и K_y между собой не коммутируют. В атмосфере нейтронной звезды при $\gamma \gg 1$ специфические эффекты, связанные с коллективным движением системы заряженных частиц, особенно важны. В частности, могут заселиться так называемые децентрированные состояния, в которых электрон локализован главным образом в "магнитной яме" в стороне от кулоновского центра.

Для атома водорода $\mathbf{K} = \mathbf{P} + (e/2c)\mathbf{B} \times \mathbf{R}$, где \mathbf{R} — вектор, соединяющий электрон с протоном. Начало изучению этого частного случая положили работы [323–325]. Численные расчёты энергетического спектра атома водорода с учётом эффектов движения поперёк сильного магнитного поля выполнены в [326, 327]. Вероятности различных излучательных переходов исследованы в серии работ, завершившихся статьёй [258].

На рисунке 6 показаны энергии, силы осцилляторов и сечения фотоионизации атома водорода, движущегося в магнитном поле с $\gamma = 1000$. Отрицательные значения энергии на рис. 6а соответствуют связанным состояниям. За точку отсчёта принята сумма энергий нулевых колебаний свободных электрона и протона $(\hbar\omega_c + \hbar\omega_{ci})/2$. При малых значениях поперечного обобщённого импульса K_\perp энергии низколежащих уровней на рис. 6а на порядок превосходят энергию связи атома водорода без магнитного поля (1 Ry). Но с увеличением K_\perp полная энергия возрастает, и для состояний с $s \neq 0$ она может стать положительной за счёт слагаемого $\hbar\omega_{ci}s$ в (51). Подобные состояния метастабильны и представляют собой, по сути, резонансные состояния континуума.

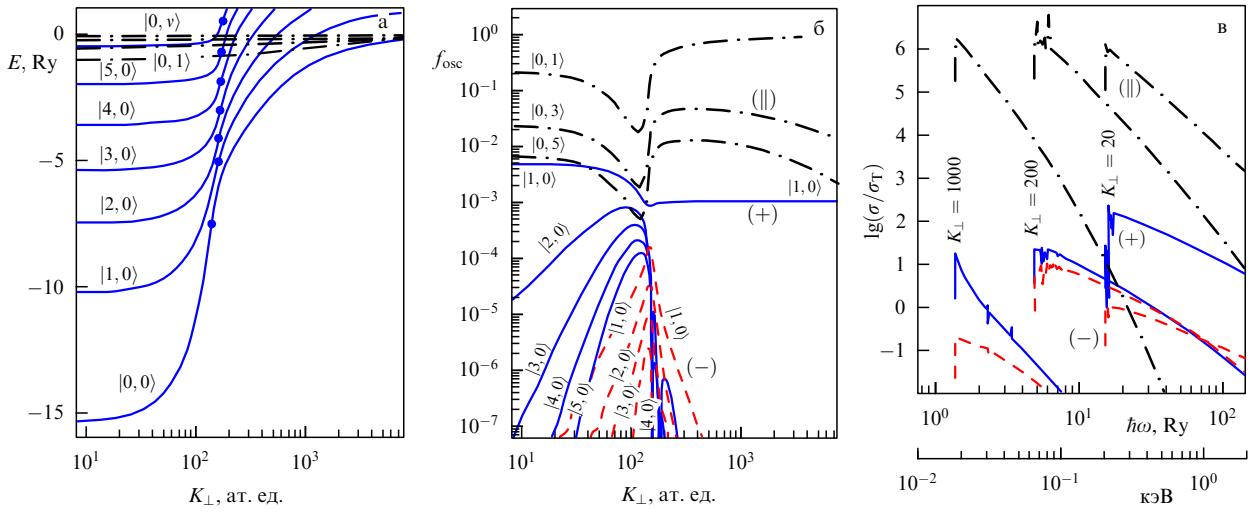


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Энергии (а), силы осцилляторов (б) и сечения фотоионизации (в) атома водорода, движущегося в магнитном поле $B = 2,35 \times 10^{12}$ Гс. Энергии состояний $|s, 0\rangle$ (сплошные кривые) и $|0, v\rangle$ (штрихпунктирные) показаны как функции поперечного обобщённого импульса K_\perp . На сплошных кривых отмечены точки перегиба при $K_\perp = K_c$. Зависимость сил осцилляторов от K_\perp (б) показана для переходов из основного состояния в состояния $|s, 0\rangle$ под действием излучения с поляризацией $\alpha = +1$ (сплошные кривые) и $\alpha = -1$ (штриховые кривые), а также для переходов в состояния $|0, v\rangle$ для $\alpha = 0$ (штрихпунктирные). Сечения фотоионизации (в) под действием излучения с $\alpha = +1$ (сплошные кривые), $\alpha = -1$ (штриховые) и $\alpha = 0$ (штрихпунктирные) показаны для основного состояния как функции энергии фотона в Ry (верхняя ось абсцисс) и в кэВ (нижняя ось абсцисс) при значениях $K_\perp = 20$ ат. ед. (правая кривая каждого типа), $K_\perp = 200$ ат. ед. (средняя кривая), $K_\perp = 1000$ ат. ед. (левая кривая).

Отметим, что скорость атома поперёк поля равна $\partial E / \partial K_\perp$, поэтому в точке перегиба кривых на рис. 6а при $K_\perp = K_c$ скорость максимальна, а при дальнейшем росте K_\perp она уменьшается [327], тогда как среднее расстояние между электроном и протоном продолжает увеличиваться. Атом переходит в децентрированное состояние, в котором электрон и протон локализованы вблизи своих ведущих центров, расстояние между которыми равно $r_* = (a_B^2 / \hbar) K_\perp / \gamma$.

Зависимость энергии связи от K_\perp описывается при $K_\perp \ll K_c$ и $K_\perp \gg K_c$ соответственно выражениями

$$E_{sv}^{(<)} = E_{sv}^{(0)} - \frac{K_\perp^2}{2m_{\text{eff}}} - \hbar\omega_{ci}s, \quad (52)$$

$$E_{sv}^{(>)} = \frac{2 \text{ Ry}}{\sqrt{\hat{r}_*^2 + (2v+1)\hat{r}_*^{3/2}}} - \hbar\omega_{ci}s, \quad (53)$$

где $\hat{r}_* \equiv r_*/a_B$, а m_{eff} — эффективная "поперечная масса". Последняя выражается по теории возмущений [328, 329] через величины $E_{sv}^{(0)}$ для рассматриваемого и соседних уровней. Однако при этом для возбуждённых состояний даже небольшая погрешность в $E_{sv}^{(0)}$ может привести к фатальной ошибке в m_{eff} . Поэтому на практике удобнее пользоваться приближённой формулой $m_{\text{eff}} \approx m_a [1 + (\gamma_{sv})^{p_{sv}}]$, где γ_{sv} и p_{sv} — безразмерные параметры, m_a — истинная масса атома. Для тесно связанных уровней $\gamma_{s0} \approx 6 \times 10^3 / (1 + 2s)^2$ и $p_{s0} \approx 0.9$. При $B \lesssim 10^{13}$ Гс можно приближённо описать энергию состояний с $v = 0$ при любых K_\perp , если заменить многочлен под знаком корня в (53) выражением $\hat{r}_*/(5 + 3s) + (2 \text{ Ry} / E_{sv}^{(0)})^2$, а точку перегиба K_c — точкой пересечения $E_{sv}^{(<)}(K_\perp)$ и $E_{sv}^{(>)}(K_\perp)$. При более сильных полях и для $v \neq 0$ переход между центрированными и децентрированными состояниями сглаживается, так что приходится прибегать к более сложным подгоночным формулам [283].

На рисунке 6б показаны силы осцилляторов для главных дипольно-разрешённых переходов из основного состояния на возбуждённые дискретные уровни в зависимости от K_\perp . В силу того что волновые функции атома в состояниях с чётными v симметричны относительно инверсии оси z , а с нечётными — антисимметричны, для поляризации вдоль поля ($\alpha = 0$) возможны только переходы с изменением чётности v , а для поляризаций, ортогональных полю ($\alpha = \pm 1$) — без изменения чётности. Для покоящегося атома в силу сохранения z -проекции полного углового момента системы в дипольном приближении поглощение фотона с поляризацией $\alpha = 0, \pm 1$ приводит к изменению s на α . Это правило отбора для покоящегося атома выражается в стремлении сил осцилляторов к нулю при $K_\perp \rightarrow 0$ и $s \neq \alpha$. В подходящей системе координат [324, 327] симметрия восстанавливается при $K_\perp \rightarrow \infty$, поэтому в пределе больших обобщённых импульсов тоже остаётся только переход с $s = \alpha$. Но в промежуточной области K_\perp , где поперечная скорость атома не мала, цилиндрическая симметрия нарушена, так что разрешены переходы и на другие уровни. Поэтому соответствующие силы осцилляторов на рис. 6б имеют максимумы при $K_\perp \approx K_c$. В работе [283] даны аналитические аппроксимации для этих сил осцилляторов.

На рисунке 6в показаны сечения фотоионизации атома водорода в основном состоянии как функции энергии фотона при трёх значениях K_\perp . Сдвиг порога ионизации влево с увеличением K_\perp соответствует уменьшению энергии связи, показанной на рис. 6а, а пики и провалы на кривых вызваны резонансами при переходах в метастабильные состояния $|s, v; K\rangle$ с положительной энергией (подробное обсуждение см. в [258]).

Квантово-механические расчёты характеристик иона He^+ , движущегося в сильном магнитном поле, выполнены в работах [330, 331]. Принципиальное отличие от случая нейтрального атома состоит в том, что движение

иона ограничено магнитным полем в поперечной плоскости, поэтому значения K^2 квантованы [321, 322]. Очевидно, что при этом перестают действовать соотношения подобия, справедливые для ионов с неподвижным ядром (раздел 5.3).

В настоящее время не существует детальных расчётов энергий связи, сил осцилляторов и сечений фотоионизации других (кроме H и He⁺) атомов и ионов, произвольно движущихся в сильном магнитном поле. Для них обычно пренебрегают децентрированными состояниями и применяют теорию возмущений по K_\perp [328, 329]. Такой подход реализован, например, в работах [297, 301]. Он может оказаться достаточным для моделирования сравнительно холодных атмосфер нейтронных звёзд с умеренно сильным магнитным полем. Детальные условия применимости теории возмущений [328, 329] требуют вычислений, но для грубой оценки по порядку величины достаточно, чтобы средняя сила Лоренца, действующая на связанный электрон из-за теплового движения атома, была мала по сравнению с кулоновскими силами. В результате для атома с массой $m_a = Am_u$ получим условие $k_B T / E_b \ll m_a / (\gamma m_e) \approx 4A / B_{12}$, где E_b — энергия ионизации атома. При $B \lesssim 10^{13}$ Гс и $T \lesssim 10^6$ К оно неплохо выполняется для низколежащих уровней углерода и более тяжёлых атомов.

5.7. Уравнение состояния

Теоретическое описание термодинамики частично ионизованной плазмы может базироваться либо на "физической", либо на "химической" модели (см., например, обсуждение и ссылки в [332, 333]). В химической модели плазмы связанные состояния (атомы, молекулы, ионы) рассматриваются как самостоятельные члены термодинамического ансамбля, тогда как в физической модели единственные участники ансамбля — это атомные ядра и электроны. Каждая из моделей может быть термодинамически самосогласованной, но с микроскопической точки зрения физическая модель является более верной, так как в ней не требуется разграничения между электронами, связанными с тем или иным конкретным ядром. Такое разграничение становится весьма неоднозначным при высокой плотности, когда сразу несколько ядер могут с приблизительно равной силой притягивать один и тот же электрон. С другой стороны, расчёты в рамках физической модели технически сложнее. Как правило, они основаны на диаграммном разложении, в котором требуется учёт всё большего числа членов по мере увеличения плотности. По этой причине даже наиболее развитое уравнение состояния для немагнитных фотосфер, основанное на физической модели [334], ограничено областью $\rho \lesssim 10 T_6^3$ г см⁻³.

В исследованиях магнитных фотосфер нейтронных звёзд, как правило, применяется химическая модель плазмы. В её рамках ионизационное равновесие вычисляется путём минимизации свободной энергии F , заданной уравнением

$$F = F_{\text{id}}^{(\text{e})} + F_{\text{id}}^{(\text{i})} + F_{\text{int}} + F_{\text{ex}}, \quad (54)$$

где $F_{\text{id}}^{(\text{e})}$ и $F_{\text{id}}^{(\text{i})}$ описывают идеальные газы электронов и ионов, в F_{int} дают вклад внутренние степени свободы для связанных состояний, а F_{ex} — неидеальная составляющая. Все термодинамические функции, необходимые для моделирования фотосферы с заданным химическим

составом, выражаются через производные F по ρ и T [335].

Согласно теореме Бора–ван Леувен⁹, магнитное поле не влияет на термодинамику классических заряженных частиц. Ситуация меняется в случае квантовой механики. То, насколько важны квантовые эффекты, зависит от величины параметров ζ_e (40) и ζ_i (41).

Используем равенство [335] $F_{\text{id}}^{(\text{e})}/V = \mu_e n_e - P_{\text{id}}^{(\text{e})}$, где V — объём системы, а μ_e , n_e и $P_{\text{id}}^{(\text{e})}$ — соответственно химический потенциал, концентрация и давление в модели идеального электронного газа. Уравнение состояния определяется связью между этими величинами, которую можно найти из соотношений (например, [1, 90])

$$\left\{ \begin{array}{l} n_e \\ P_{\text{id}}^{(\text{e})} \end{array} \right\} = \sum_{N, \sigma} \frac{(1 + 2bN)^{1/4}}{\pi^{3/2} a_m^2 \lambda_e} \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial I_{1/2}(\chi_N, \tau_N)}{\partial \chi_N} \\ k_B T I_{1/2}(\chi_N, \tau_N) \end{array} \right\}, \quad (55)$$

где $\lambda_e = [2\pi\hbar^2/(m_e k_B T)]^{1/2}$ — тепловая длина волны де Броиля, $\tau_N = k_B T / (m_e c^2 \sqrt{1 + 2bN})$, $\chi_N = \mu_e / (k_B T) + \tau_0^{-1} - \tau_N^{-1}$,

$$I_{1/2}(\chi_N, \tau_N) \equiv \int_0^\infty \frac{\sqrt{x(1 + \tau_N x/2)}}{\exp(x - \chi_N) + 1} dx \quad (56)$$

— интеграл Ферми–Дирака, а суммирование проводится по всем N и значениям проекций спина на магнитное поле $\hbar\sigma/2$, причём $\sigma = \pm 1$ при положительных N и $\sigma = -1$ при $N = 0$.

В сильно квантующем магнитном поле в суммах (55) достаточно удерживать только слагаемое с $N = 0$. При этом ферми-импульс электрона равен $p_F = 2\pi^2 a_m^2 \hbar n_e$. Следовательно, с увеличением n_e при фиксированном B вырожденные электроны начинают заполнять первый уровень Ландау, когда n_e достигает значения $n_B = (\pi^2 \sqrt{2} a_m^3)^{-1}$. Ему как раз и соответствует плотность ρ_B в формуле (39). Отношение ферми-импульса p_F в сильно квантующем магнитном поле к значению $\hbar(3\pi^2 n_e)^{1/3}$, которое он имел бы в отсутствие поля, равно $[4\rho^2 / (3\rho_B^2)]^{1/3}$. Значит, энергия Ферми при заданной плотности $\rho < \sqrt{3/4} \rho_B$ становится меньше с увеличением B , т.е. сильно квантующее магнитное поле уменьшает степень вырожденности электронного газа. Благодаря этому фотосфера нейтронных звёзд с сильными магнитными полями остаётся, как и в отсутствие поля, в основном невырожденными, несмотря на то что их плотности на порядки превышают плотности немагнитных фотосфер.

Свободная энергия невырожденных нерелятивистских ионов выражается равенством

$$\frac{F_{\text{id}}^{(\text{i})}}{N_i k_B T} = \ln \left(2\pi \frac{n_i \lambda_i a_m^2}{Z} \right) + \ln [1 - \exp(-\zeta_i)] - 1 + \frac{\zeta_i}{2} + \ln \left(\frac{\sinh[g_i \zeta_i (2s_i + 1)/4]}{\sinh(g_i \zeta_i/4)} \right), \quad (57)$$

где $\lambda_i = [2\pi\hbar^2/(m_i k_B T)]^{1/2}$ — тепловая длина волны де Броиля для ионов, s_i — величина спина, g_i — спино-

⁹ Эта теорема была доказана разными способами в диссертациях Нильса Бора в 1911 г. и Хендрики Йоханны ван Леувен (ван Лёвен, согласно распространённой неточной транскрипции) в 1919 г. и опубликована ею в 1921 г. [336].

вый g -фактор (так, для протона $s_i = 1/2$ и $g_i = 5,5857$). Все члены в (57) имеют ясный физический смысл. При $\zeta_i \rightarrow 0$ первые два слагаемых в сумме дают $\ln(n_i \lambda_i^3)$, что отвечает трёхмерному бульмановскому газу. Первое слагаемое отвечает модели одномерного бульмановского газа при $\zeta_i \gg 1$. Предпоследнее слагаемое в (57) даёт полную энергию нулевых колебаний поперёк магнитного поля $N_i \hbar \omega_{ci}/2$. Наконец, последнее слагаемое выражает энергию магнитных моментов в магнитном поле.

Неидеальная часть свободной энергии F_{ex} содержит вклады кулоновских и обменных взаимодействий между электронами и между ионами, а также энергию поляризации электронного газа в поле ионов. В случае неполной ионизации F_{ex} учитывает также взаимодействия ионов и электронов с атомами или молекулами. В свою очередь, взаимодействие между ионами описывается по-разному в зависимости от фазового состояния вещества. Слагаемые, составляющие F_{ex} , зависят от магнитного поля только в том случае, если оно является квантующим для частиц, участвующих во взаимодействии. Здесь мы не будем обсуждать эти слагаемые, а интересующегося читателя адресуем к статье [90] и ссылкам в ней. В атмосферах нейтронных звёзд эта неидеальность почти не проявляется, но она определяет образование конденсированной поверхности, которую мы рассмотрим в разделе 5.10.

5.8. Ионизационное равновесие

Для моделирования фотосфер необходимо определить доли различных связанных состояний, поскольку от этого зависят спектральные особенности, вызванные связанно-связанными и связанно-свободными переходами. Решение этой задачи трудоёмко и неоднозначно. Принципиальная трудность в химической модели плазмы — необходимость различать связанные и свободные электроны и "приписывать" связанные электроны к определённым ядрам — становится особенно актуальной при высокой плотности, когда размерами атомов уже нельзя пренебречь по сравнению с расстояниями между ними. Современные подходы к решению этой проблемы, как правило, опираются на концепцию так называемых вероятностей заполнения квантовых состояний. Для примера рассмотрим электроны в термодинамическом равновесии с классическими ионами химического элемента с номером Z , и пусть j — стадия ионизации каждого иона (т.е. число оторванных электронов), k — его квантовое состояние, а $E_{j,k}$ и $g_k^{(j)}$ — соответственно энергия связи и квантовый статистический вес данного состояния. Вероятность заполнения $w_{j,k}$ представляет собой дополнительный статистический вес данного состояния в условиях плазменной неидеальности, т.е. при наличии взаимодействия иона (Z, j, k) с окружающими частицами, по отношению к его весу без учёта таких взаимодействий¹⁰. Как впервые отметил Ферми [337], вероятности заполнения $w_{j,k}$ не могут быть произвольными, а должны согласовываться с F_{ex} . Условие минимума F с учётом квантования Ландау приводит к системе уравнений ионизационного равновесия для

$n_j \equiv \sum_k n_{j,k}$ [338, 339]:

$$\frac{n_j}{n_{j+1}} = \frac{n_e \lambda_e^3}{2} \frac{\sinh \zeta_j}{\zeta_j} \frac{\zeta_{j+1}}{\sinh \zeta_{j+1}} \frac{\tanh \zeta_e}{\zeta_e} \frac{\mathcal{Z}_{int,j}}{\mathcal{Z}_{int,j+1}} \exp \frac{E_{j,\text{ion}}}{k_B T}, \quad (58)$$

где $\mathcal{Z}_{int,j} = \sum_k g_k^{(j)} w_{j,k} \exp [(E_{j,k} - E_{j,\text{gr,st}})/(k_B T)]$ — внутренняя статистическая сумма иона j -го типа, $E_{j,\text{gr,st}}$ — его энергия связи в основном состоянии, $E_{j,\text{ion}} = E_{j,\text{gr,st}} - E_{j+1,\text{gr,st}}$ — его энергия ионизации, ζ_j — параметр магнитного квантования (41). Уравнение (58) отличается от обычного уравнения Саха, во-первых, наличием членов с ζ_e и ζ_j , представляющих собой статистические суммы для распределений свободных электронов и ионов по уровням Ландау, и, во-вторых, наличием вероятностей заполнения $w_{j,k}$ в выражениях для статистических сумм $\mathcal{Z}_{int,j}$.

Предпринималось много попыток найти такое приближение для вероятностей заполнения, которое позволило бы наилучшим образом воспроизвести реальное уравнение состояния плазмы. Они обсуждались, например, в статье Хаммера и Михаласа [340], где было предложено приближение, основанное на критерии Инглиса — Теллера [341] для исчезновения спектральных линий вследствие их размытия из-за штарковского сдвига в плазменных микрополях. Однако перенос спектроскопического критерия в термодинамику физически необоснован. Так, в работах [342–344] подчёркивалась необходимость проводить чёткое различие между исчезновением спектральных линий атома и полным его разрушением при увеличении давления. Чтобы учесть это различие, в [345] введено понятие оптических вероятностей заполнения $\tilde{w}_{j,k}$, которые сходны с вероятностями заполнения Хаммера — Михаласа и должны использоваться при расчёте спектральных непрозрачностей, но отличаются от термодинамических вероятностей заполнения $w_{j,k}$, используемых при расчёте уравнения состояния.

Уравнение (58) применялось для моделирования частично ионизованных фотосфер нейтронных звёзд, состоящих из железа, кислорода и неона [339, 346–348]. При этом эффекты, связанные с конечностью масс атомных ядер (раздел 5.6), либо игнорировались, либо учитывались в первом порядке теории возмущений. Поскольку квантово-механические характеристики атома в сильном магнитном поле зависят от поперечного обобщённого импульса K_\perp , распределение атомов по K_\perp не может быть записано в замкнутой форме, и только распределение по продольным импульсам K_z остаётся максвелловским. Полностью эти эффекты впервые были учтены для водородных фотосфер в [349]. Пусть $p_{sv}(K_\perp) d^2 K_\perp$ — вероятность обнаружить атом водорода в состоянии $|s, v\rangle$ в элементе $d^2 K_\perp$ вблизи точки \mathbf{K}_\perp на плоскости поперечных обобщённых импульсов. Тогда число атомов в элементе $d^3 K$ пространства обобщённых импульсов равно

$$dN(\mathbf{K}) = N_{sv} \frac{\lambda_a}{2\pi\hbar} \exp \left(-\frac{K_z^2}{2m_a k_B T} \right) p_{sv}(K_\perp) d^3 K, \quad (59)$$

где m_a — масса атома, $\lambda_a = [2\pi\hbar^2/(m_a k_B T)]^{1/2}$ — его тепловая длина волны, $N_{sv} = \int dN_{sv}(\mathbf{K})$ — полное число атомов с заданными дискретными квантовыми числами. Распределение $N_{sv} p_{sv}(K_\perp)$ заранее неизвестно, оно должно самосогласованно вычисляться при минимизации

¹⁰ Такое отношение не всегда меньше единицы, и называть его вероятностью не совсем точно, но мы придерживаемся традиционной терминологии.

полной свободной энергии, включая неидеальные слагаемые. Удобно определить отклонения от максвелловского распределения при помощи обобщённых вероятностей заполнения $w_{sv}(K_\perp)$. Тогда вклад в свободную энергию за счёт атомарной фракции ($F_{\text{id}} + F_{\text{int}}$) равен [349]

$$k_B T \sum_{sv} N_{sv} \int \ln \left[n_{sv} \lambda_a^3 \frac{w_{sv}(K_\perp)}{\exp(1) \mathcal{Z}_{sv}} \right] p_{sv}(K_\perp) d^2 K_\perp, \quad (60)$$

где

$$\mathcal{Z}_{sv} = \frac{\lambda_a^2}{2\pi\hbar^2} \int_0^\infty w_{sv}(K_\perp) \exp \left(\frac{E_{sv}(K_\perp)}{k_B T} \right) K_\perp dK_\perp. \quad (61)$$

Неидеальная составляющая свободной энергии, описывающая взаимодействие атомов между собой и с окружающими ионами и ответственная за ионизацию давлением, вычислялась в [349] по модели твёрдых сфер. Модель плазмы также включала молекулы водорода H_2 и цепочки H_n , становящиеся стабильными в сильных магнитных полях. Для этого использовались приближённые формулы [303], которые не в полной мере учитывают эффекты движения, поэтому на результаты [349] можно полагаться только тогда, когда относительное содержание молекул невелико.

Эта модель водородной плазмы легла в основу термодинамических расчётов водородных фотосфер нейтронных звёзд с сильными [266] и сверхсильными [350] магнитными полями¹¹. Мори и Хейл [308] применили тот же подход с небольшими видоизменениями к гелиевой плазме в сильном магнитном поле. Одно из отличий их метода состояло в том, что для вычисления $w(K_\perp)$ они использовали распределение микрополей в плазме, полученное в работе [226]. Мори и Хейл рассматривали состояния атомов и молекул гелия с различными степенями ионизации. Вращательно-колебательные уровни молекул и молекулярных ионов они вычисляли по теории возмущений, учитывая влияние ориентации молекулярной оси относительно \mathbf{B} на энергию связи. Зависимость энергии от обобщённого импульса $E(K_\perp)$ описывалась аналитически на основе экстраполяции расчётов, проведённых в аддитивическом приближении при невысоких значениях K_\perp . Эффекты движения для атомарных и молекулярных ионов не рассматривались.

5.9. Применимость приближения локального термодинамического равновесия

Как правило, расчёты уравнения состояния и ионизационного баланса в атмосферах нейтронных звёзд предполагают выполнение условий ЛТР для атомов и ионов. В частности, распределение по уровням Ландау считается Больцмановским. Для свободных электронов такое предположение не действует, если скорость спонтанного радиационного распада возбуждённых электронных уровней Ландау

$$\Gamma_r = \frac{4 e^2 \omega_c^2}{3 m_e c^3} = 3,877 \times 10^{15} B_{12}^2 \text{ с}^{-1} \quad (62)$$

превышает частоту столкновительного распада этих уровней.

¹¹ Некоторые результаты этих расчётов доступны по ссылке <http://www.ioffe.ru/astro/NSG/Hmagnet/>.

Если поле неквантующее, то характеристическая частота электрон-ионных кулоновских столкновений равна (см., например, [351])

$$\Gamma_c = \frac{4\sqrt{2\pi} n_i Z^2 e^4 \Lambda_c}{3\sqrt{m_e} (k_B T)^{3/2}} = 2,2 \times 10^{15} \frac{Z^2}{A} \frac{\rho' \Lambda_c}{T_6^{3/2}} \text{ с}^{-1}, \quad (63)$$

где $\rho' \equiv \rho / (\text{г см}^{-3})$, а Λ_c — кулоновский логарифм, слабо зависящий от T и ρ и обычно имеющий величину в пределах 1–10. В квантующем поле электроны, находящиеся на первом возбуждённом уровне Ландау, переходят на основной уровень вследствие кулоновских столкновений с ионами с частотой

$$\begin{aligned} \Gamma_{10} &= \frac{4\sqrt{2\pi} n_i Z^2 e^4 \tilde{\Lambda}_{10}}{\sqrt{m_e} (\hbar \omega_c)^{3/2}} = 4,2 \times 10^{12} \frac{Z^2}{A} \frac{\rho' \tilde{\Lambda}_{10}}{B_{12}^{3/2}} \text{ с}^{-1} = \\ &= 4,9 \times 10^{13} \frac{Z^2}{A} \frac{\rho' \Lambda_{10}}{B_{12} \sqrt{T_6}} \text{ с}^{-1}, \end{aligned} \quad (64)$$

где $\tilde{\Lambda}_{10} = \sqrt{\zeta_e} \Lambda_{10}$ — новый кулоновский логарифм, имеющий порядок единицы при $\zeta_e \gg 1$, тогда как Λ_{10} имеет порядок единицы при $\zeta_e \ll 1$ [268]. Заметим, что частота обратных процессов столкновительного возбуждения равна $\Gamma_{01} = \Gamma_{10} \exp(-\zeta_e)$. Как видно из сравнения выражений (62) и (64), в фотосферах изолированных нейтронных звёзд со слабым магнитным полем ($B \lesssim 10^{10}$ Гс) при характерных значениях $\rho \gtrsim 10^{-3}$ г см⁻³ и $T_6 \approx 1$ условия ЛТР выполняются (этого может не быть в магнитосферах из-за их более низкой плотности). В сильном поле ($B \gtrsim 10^{11}$ Гс) ЛТР нарушается, и тогда доля электронов на возбуждённых электронных уровнях Ландау ниже Больцмановского значения $\exp(-\zeta_e)$. Но это не влечёт никаких последствий для моделей атмосфер, потому что в последнем случае величина $\exp(-\zeta_e)$ исчезающе мала.

Для ионов частота Γ_{ri} спонтанного распада возбуждённых уровней Ландау отличается от Γ_r множителем $Z (Z m_e / m_i)^3 \sim 10^{-10}$. Статистическое распределение ионов по уровням Ландау исследовано в работе [268]. В ней показано, что относительная заселённость первого возбуждённого ионного уровня Ландау с высокой точностью равна

$$\frac{n_i}{n_0} = \exp(-\zeta_i) \frac{1 + \epsilon (\Gamma_{ri}/\Gamma_{10,i}) / [1 - \exp(-\zeta_i)]}{1 + \Gamma_{ri}/\Gamma_{10,i} + \epsilon (\Gamma_{ri}/\Gamma_{10,i}) / [\exp(\zeta_i) - 1]}, \quad (65)$$

где $\epsilon = J_\omega / \mathcal{B}_{\omega,T}$ при $\omega = \omega_{ci}$, а $\Gamma_{10,i}$ — частота столкновительного распада первого уровня для ионов, отличающаяся от (64) множителем $\sqrt{m_i/m_e}$ и величиной кулоновского логарифма. Во внешних слоях фотосфер параметр ϵ мал, поэтому распределение по уровням определяется отношением $\Gamma_{ri}/\Gamma_{10,i}$. Если $\Gamma_{ri}/\Gamma_{10,i} \ll 1$, то воспроизводится распределение Больцмана, т.е. действует приближение ЛТР, а в противном случае возбуждённые уровни недозаселены. Согласно [268],

$$\frac{\Gamma_{10,i}}{\Gamma_{ri}} \sim \frac{\rho'}{(B_{12}/300)^{7/2}}. \quad (66)$$

В атмосферах и на излучающих поверхностях обычных нейтронных звёзд это отношение велико, потому что мал знаменатель, а для магнитаров с $B \lesssim 10^{15}$ Гс оно велико,

потому что велико значение ρ' (см. (22)). Более того, в работе [268] показано, что даже во внешних атмосферах магнитаров, где $\Gamma_{\text{ri}}/\Gamma_{10,i} \ll 1$, отклонения от ЛТР не должны сказываться на моделировании спектров. Происходит это благодаря тому, что основной вклад в коэффициенты поглощения дают такие квантовые переходы второго порядка теории возмущений, в которых начальное и конечное состояния принадлежат одному и тому же уровню Ландау. Поэтому незаселённость верхних уровней не играет большой роли, и приближённо продолжает действовать закон Кирхгофа, справедливый при ЛТР.

5.10. Конденсированная поверхность

Рудерман [352] предположил, что сильное магнитное поле может стабилизировать полимерные цепочки, вытянутые вдоль магнитных силовых линий, и что притяжение этих цепочек друг к другу из-за диполь-дипольного взаимодействия может вести к образованию конденсированного состояния. Последующие работы показали, что в полях $B \sim 10^{12} - 10^{13}$ Гс такие цепочки действительно формируются, но только из химических элементов легче кислорода, а их полимеризация в конденсированную фазу происходит либо в сверхсильном поле, либо при сравнительно низкой температуре, причём энергия сублимации такого конденсата значительно ниже, чем предполагал Рудерман (см. статью [353] и ссылки в ней).

С точки зрения термодинамики, магнитная конденсация — это не что иное, как плазменный фазовый переход, вызванный сильным электростатическим притяжением между частицами ионизованной составляющей плазмы, дающим отрицательный вклад в давление P_{ex} , который не может быть скомпенсирован при низких температурах (при $\Gamma_{\text{Coul}} \gtrsim 1$) до тех пор, пока электроны с ростом плотности не станут вырожденными. В отсутствие магнитного поля подобные фазовые переходы теоретически изучались с 1930-х гг. (см. обзор [354]). В этом случае температура внешних слоёв нейтронных звёзд $T \gtrsim (10^5 - 10^6)$ К превышает критическую температуру T_{crit} плазменного фазового перехода. Но в разделе 5.7 мы видели, что квантующее магнитное поле уменьшает степень вырожденности электронов. В результате T_{crit} увеличивается с ростом B , что может сделать такой переход возможным.

Плотность конденсированной поверхности при нулевой температуре оценена в работе [303] как

$$\rho_s \approx 561 \eta A Z^{-3/5} B_{12}^{6/5} \text{ г см}^{-3}, \quad (67)$$

где η — неизвестный множитель порядка единицы. В модели ионной сферы [355] электроны заменяются однородным отрицательно заряженным фоном, а потенциальная энергия, приходящаяся на один ион, оценивается как электростатическая энергия взаимодействия этого иона с той частью отрицательного фона, которая содержится в сфере радиуса $a_i = (4\pi n_i/3)^{-1/3}$. Приравнивая $|P_{\text{ex}}|$ к давлению вырожденных электронов P_e , получим формулу (67) с $\eta = 1$. Такая оценка не учитывает ни эффектов корреляции между разными ионами, ни поляризуемости электронного газа, ни образования связанных состояний. Если учитывать электронную поляризацию при помощи разных вариантов метода Томаса–Ферми, то получаются весьма различные результаты:

так, данные, вычисленные для железа в магнитных полях 10^{10} Гс $\leq B \leq 10^{13}$ Гс при нулевой температуре [356], можно описать формулой (67) с $\eta \approx 0,2 + 0,01/B_{12}^{0,56}$, а в модели Томаса–Ферми, учитывающей конечную температуру [357], фазовый переход вообще отсутствует.

Уравнение состояния частично ионизованного водорода в сильном магнитном поле [349], описанное в разделе 5.8, при $1 \lesssim B_{12} \lesssim 10^3$ предсказывает фазовый переход с критической температурой $T_{\text{crit}} \approx 3 \times 10^5 B_{12}^{0,39}$ К и критической плотностью $\rho_{\text{crit}} \approx 143 B_{12}^{1,18}$ г см⁻³, соответствующей $\eta \approx 1/4$. С уменьшением температуры ниже T_{crit} плотность конденсированной фазы возрастает, приближаясь к асимптотическому значению (67) с $\eta \approx 1/2$, а плотность газовой фазы быстро уменьшается, и атмосфера становится оптически тонкой. К таким же качественным результатам пришли Лай и Солпитер [358] на основе вычислений плотности насыщенного пара над конденсированной поверхностью, однако они получили в 3–4 раза более низкие значения T_{crit} . Количественные различия можно отнести, с одной стороны, на счёт более грубой приближённой трактовки вклада молекул в [349], а с другой — на счёт неточного учёта эффектов движения атомов поперёк магнитного поля в [358].

Медин и Лай [353] вычисляли энергию конденсации методом функционала плотности. В [359] они рассчитали равновесную плотность насыщенного пара для атомов и полимерных цепочек гелия, углерода и железа над соответствующими конденсированными поверхностями при $1 \lesssim B_{12} \leq 10^3$. Приравнивая эту плотность к ρ_s , они нашли T_{crit} при нескольких значениях B . В отличие от предыдущих работ, в [353, 359] самосогласованно учтена зонная структура электронов в конденсированной фазе. В то же время авторы не принимали во внимание эффекты движения атомов и молекул поперёк магнитного поля в газовой фазе и очень огрублённо учитывали вклад возбуждённых состояний. Плотность конденсированной поверхности они вычисляли исходя из предположения, что линейные цепочки атомов формируют прямоугольную решётку в плоскости, перпендикулярной к \mathbf{B} , сами при этом не изменяясь. Как показано в [90], оценённые таким способом значения ρ_s можно описать формулой (67), если в ней положить $\eta = 0,517 + 0,24/B_{12}^{1/5} \pm 0,011$ для углерода и $\eta = 0,55 \pm 0,11$ для железа, а критическую температуру можно оценить как $T_{\text{crit}} \sim 5 \times 10^4 Z^{1/4} B_{12}^{3/4}$ К. Для сравнения, в модели полностью ионизованной кулоновской плазмы в сильном магнитном поле [90] $T_{\text{crit}} \approx 2,5 \times 10^5 Z^{0.85} B_{12}^{0.4}$ К и $\eta = [1 + 1,1 (T/T_{\text{crit}})^5]^{-1}$. Можно надеяться, что в будущем данную неопределённость в оценках ρ_s и T_{crit} поможет уменьшить анализ наблюдений нейтронных звёзд.

При усилении магнитного поля от 10^{12} Гс до 10^{15} Гс энергия когезии, рассчитанная в работе [359] для конденсированной поверхности, монотонно возрастает от 0,07 кэВ до 5 кэВ для гелия, от 0,05 кэВ до 20 кэВ для углерода и от 0,6 кэВ до 70 кэВ для железа. Для оценок по порядку величины можно пользоваться степенной интерполяцией между этими пределами. Электронная работа выхода в этом же интервале B меняется от 100 эВ до (600 ± 50) эВ. Используя рассчитанные значения, авторы [359] определили условия электронной и ионной эмиссии в вакуумном зазоре над полярной шапкой пульсара и условия формирования зазора, а также рассчитали линии угасания пульсаров на плоскости $\mathcal{P} - \dot{\mathcal{P}}$.

6. Магнитные атмосферы

6.1. Перенос излучения в нормальных модах

Распространение электромагнитных волн в замагниченной плазме исследовалось во многих статьях и монографиях, наиболее полной из которых является монография Гинзбурга [189]. При частоте излучения ω , намного превосходящей электронную плазменную частоту $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e / m_e^*)^{1/2}$, где $m_e^* \equiv m_e [1 + p_F^2 / (m_e c)^2]^{1/2}$ — эффективная динамическая масса электрона на поверхности Ферми, волны распространяются в форме двух поляризационных мод — необыкновенной (далее обозначаемой индексом $j = 1$ или буквой X) и обыкновенной ($j = 2$ или O). Они имеют разные векторы поляризации \mathbf{e}^j и разные коэффициенты поглощения и рассеяния, зависящие от угла θ_B (см. рис. 1), и взаимодействуют одна с другой через рассеяние. Вентура [260] провёл физический анализ поляризационных мод применительно к нейтронным звёздам. Гнедин и Павлов [360] сформулировали проблему переноса излучения в терминах этих мод. Они показали, что в атмосферах сильно замагниченных нейтронных звёзд, как правило, кроме узких интервалов частот вблизи резонансов, присутствует сильная фардеевская деполяризация, при которой вместо четырёх компонент вектора Стокса достаточно рассматривать лучевые интенсивности двух нормальных мод. Уравнением переноса для них является прямое обобщение уравнения (27) [261]:

$$\cos \theta_k \frac{dI_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}})}{dy_{col}} = \chi_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}}) I_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}}) - \frac{1}{2} \chi_{\omega,j}^a(\hat{\mathbf{k}}) \mathcal{B}_{\omega,T} - \\ - \sum_{j'=1}^2 \int_{(4\pi)} \chi_{\omega,j'j}^s(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}}) I_{\omega,j'}(\hat{\mathbf{k}}') d\hat{\mathbf{k}}', \quad (68)$$

где

$$\chi_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}}) \equiv \chi_{\omega,j}^a(\hat{\mathbf{k}}) + \sum_{j'=1}^2 \int_{(4\pi)} \chi_{\omega,j'j}^s(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}}) d\hat{\mathbf{k}}'.$$

Зависимость непрозрачностей χ от направления лучей $(\hat{\mathbf{k}}, \hat{\mathbf{k}}')$ учитывает направление магнитного поля. Поэтому излучение магнитной атмосферы, в противоположность немагнитной, зависит не только от угла θ_k , определяющего наклон луча к поверхности звезды, но и от углов θ_n , φ_k , показанных на рис. 1. В качестве уравнений гидростатического равновесия и баланса энергии можно по-прежнему пользоваться формулами (28), (29) и (32), если положить по определению $I_\omega = \sum_{j=1}^2 I_{\omega,j}$.

Диффузионное уравнение для нормальных мод в рассматриваемых приближениях было выведено в работах [261, 361]. Для плоскопараллельной фотосферы оно имеет вид

$$\frac{d}{dy_{col}} D_{\omega,j} \frac{d}{dy_{col}} J_{\omega,j} = \bar{\chi}_{\omega,j}^a \left[J_{\omega,j} - \frac{\mathcal{B}_{\omega,T}}{2} \right] + \\ + \bar{\chi}_{\omega,12}^s [J_{\omega,j} - J_{\omega,3-j}]. \quad (69)$$

Здесь

$$J_{\omega,j} = \frac{1}{4\pi} \int_{(4\pi)} I_{\omega,j}(\hat{\mathbf{k}}) d\hat{\mathbf{k}},$$

$$\bar{\chi}_{\omega,j}^a = \frac{1}{4\pi} \int_{(4\pi)} \chi_{\omega,j}^a d\hat{\mathbf{k}},$$

$$\bar{\chi}_{\omega,12}^s = \frac{1}{4\pi} \int_{(4\pi)} d\hat{\mathbf{k}}' \int_{(4\pi)} d\hat{\mathbf{k}} \chi_{\omega,12}^s(\hat{\mathbf{k}}', \hat{\mathbf{k}}),$$

а эффективный коэффициент диффузии равен

$$D_{\omega,j} = \frac{1}{3\chi_{\omega,j}^{\text{eff}}} = \frac{\cos^2 \theta_n}{3\chi_{\omega,j}^{\parallel}} + \frac{\sin^2 \theta_n}{3\chi_{\omega,j}^{\perp}}, \quad (70)$$

где θ_n — угол между \mathbf{B} и градиентом интенсивности,

$$\begin{Bmatrix} (\chi_j^{\parallel})^{-1} \\ (\chi_j^{\perp})^{-1} \end{Bmatrix} = \frac{3}{4} \int_0^\pi \begin{Bmatrix} 2 \cos^2 \theta_B \\ \sin^2 \theta_B \end{Bmatrix} \frac{\sin \theta_B d\theta_B}{\chi_j(\theta_B)}. \quad (71)$$

Эффективная непрозрачность для неполяризованного излучения равна $\chi^{\text{eff}} = 2/(3D_{\omega,1} + 3D_{\omega,2})$. Диффузионное приближение (69) служит отправной точкой в методе последовательных приближений [362], который позволяет более точно решить систему уравнений переноса (68).

6.2. Поляризуемость плазмы

В декартовой системе координат с осью z , направленной вдоль \mathbf{B} , тензор диэлектрической проницаемости плазмы равен [189]

$$\boldsymbol{\epsilon} = \mathbf{I} + 4\pi\chi = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp} & i\varepsilon_{\wedge} & 0 \\ -i\varepsilon_{\wedge} & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{pmatrix}, \quad (72)$$

где \mathbf{I} — единичный тензор, $\chi = \chi^H + i\chi^A$ — комплексный тензор поляризуемости плазмы, χ^H и χ^A — его эрмитова и антиэрмитова составляющие соответственно. Если предположить, что электроны и ионы теряют свою упорядоченную скорость, приобретённую в поле электромагнитной волны, в столкновениях, происходящих с эффективной частотой v_{eff} , которая не зависит от самих этих скоростей, то циклические компоненты тензора поляризуемости равны ([189], § 10)

$$\chi_z = -\frac{1}{4\pi} \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega + \alpha\omega_c)(\omega - \alpha\omega_{ci}) + i\omega v_{\text{eff}}} \quad (73)$$

($\alpha = 0, \pm 1$). Более строгая кинетическая теория приводит к результатам, которые нельзя описать формулой (73) с одной и той же частотой v_{eff} для эрмитовых и антиэрмитовых компонент χ_z^H и χ_z^A ([189], § 6).

Антиэрмитова часть тензора поляризуемости связана с непрозрачностями соотношением $\chi_z(\omega) = 4\pi\omega\chi_z^A(\omega)/(pc)$. Отсюда при помощи соотношений Крамерса–Кронига находим [363, 364]

$$\chi_z^H(\omega) = \frac{c\rho}{4\pi^2\omega} \left\{ \int_0^\omega [\chi_z(\omega + \omega') - \chi_z(\omega - \omega')] \frac{d\omega'}{\omega'} + \right. \\ \left. + \int_{2\omega}^\infty \frac{\chi_z(\omega')}{\omega' - \omega} d\omega' - \int_0^\infty \frac{\chi_{-z}(\omega')}{\omega' + \omega} d\omega' \right\}. \quad (74)$$

Таким образом, зная непрозрачности $\chi_z(\omega)$, можно вычислить тензор диэлектрической восприимчивости χ . Для газа, состоящего из нейтральных атомов водорода в сильном магнитном поле, это было сделано в работе [363], а для частично ионизованной водородной плазмы — в [364].

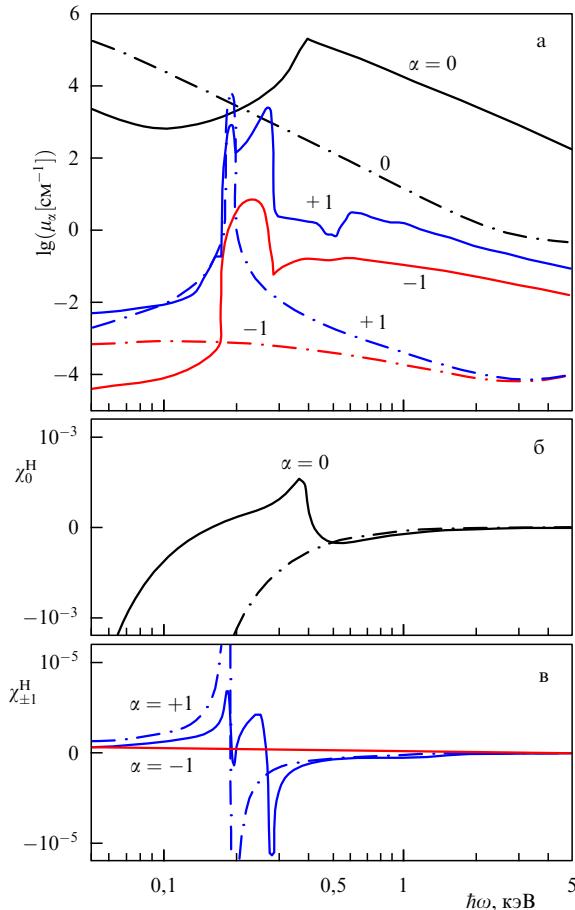


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Коэффициенты поглощения (а) и коэффициенты диэлектрической восприимчивости χ_α^H (б) и $\chi_{\pm 1}^H$ (в) в моделях частично ионизованной (сплошные кривые) и полностью ионизованной (штрихпунктирные кривые) плазмы при $B = 3 \times 10^{13}$ Гс, $\rho = 1 \text{ г см}^{-3}$ и $T = 3,16 \times 10^5$ К.

На рисунке 7а показаны циклические составляющие коэффициентов поглощения $\mu_\alpha = \rho \chi_\alpha$, а на рис. 7б, в — соответствующие компоненты тензора диэлектрической восприимчивости χ_α^H для частично ионизованной водородной плазмы при $B = 3 \times 10^{13}$ Гс, $\rho = 1 \text{ г см}^{-3}$ и $T = 3,16 \times 10^5$ К. При этом доля нейтральных атомов составляет 89 %. Для сравнения показаны результаты аналогичного расчёта в рамках модели полностью ионизованной плазмы. В добавок к протонному циклотронному резонансу при $\hbar\omega = 0,19$ кэВ, существующему в обеих моделях, коэффициенты поглощения при учёте неполной ионизации проявляют достаточно яркие особенности, обусловленные атомными переходами. Самые заметные из них — это поглощение за счёт переходов между дискретными уровнями при $\hbar\omega \approx 0,2$ – $0,3$ кэВ для μ_{+1} и фотоионизационный скачок (отчасти размытый магнитным уширением) при $\hbar\omega = 0,4$ кэВ для μ_0 . Эти особенности чётко отражаются в поведении χ_{+1}^H и χ_0^H .

6.3. Поляризация вакуума

В определённых областях плотностей ρ и частот ω свойства нормальных волн в сильном магнитном поле существенно меняются из-за специфического эффекта квантовой электродинамики, одно из проявлений которого мы уже обсуждали в разделе 5.5, — поляризации вакуума. Её влияние на электромагнитное излучение нейтронных звёзд впервые оценено в статьях [365, 366] и

подробно исследовано в обзоре [367]. Если поляризация вакуума слаба, то её можно линейно складывать с поляризацией плазмы. Тогда комплексный тензор диэлектрической проницаемости можно представить в виде $\epsilon' = \mathbf{I} + 4\pi\chi + 4\pi\chi^{\text{vac}}$, где

$$\chi^{\text{vac}} = (4\pi)^{-1} \text{diag}(\bar{a}, \bar{a}, \bar{a} + \bar{q}) \quad (75)$$

— тензор поляризуемости вакуума, a diag (...) обозначает диагональную матрицу. Магнитная восприимчивость вакуума определяется выражением

$$\mu^{-1} = \mathbf{I} + \text{diag}(\bar{a}, \bar{a}, \bar{a} + \bar{m}) . \quad (76)$$

Поляризационные коэффициенты вакуума \bar{a} , \bar{q} и \bar{m} , входящие в (75) и (76), были получены в явном виде в [368] при $b \ll 1$, в [369] их удалось выразить через специальные функции для предельных случаев $b \ll 1$ и $b \gg 1$, а в [370] представлены их численные расчёты. Наконец, в [364] найдены простые, но точные выражения:

$$\bar{a} = -\frac{2\alpha_f}{9\pi} \ln \left(1 + \frac{b^2}{5} \frac{1 + 0,25487 b^{3/4}}{1 + 0,75 b^{5/4}} \right) , \quad (77)$$

$$\bar{q} = \frac{7\alpha_f}{45\pi} b^2 \frac{1 + 1,2b}{1 + 1,33b + 0,56b^2} , \quad (78)$$

$$\bar{m} = -\frac{\alpha_f}{3\pi} \frac{b^2}{3,75 + 2,7b^{5/4} + b^2} . \quad (79)$$

При $B \gtrsim 10^{16}$ Гс коэффициенты (77)–(79) не малы, поэтому показатели преломления вакуума заметно отличаются от единицы. В столь сильных полях вакуум, окружающий нейтронную звезду, действует как линза, искажающая излучение звезды [371–373]. При меньших значениях B поляризация вакуума приводит к появлению резонанса, выражаящегося в том, что векторы поляризации нормальных мод совпадают на некоторой частоте, зависящей от плотности плазмы. В фотосферах с $B \gtrsim 10^{13}$ Гс этот резонанс попадает в область $\sim 0,1$ – 1 кэВ и влияет на тепловой спектр.

6.4. Векторы поляризации нормальных мод

Векторы поляризации e^j для полностью ионизованной плазмы были получены Шафрановым [374]. В [375] для них выписаны удобные выражения через коэффициенты ϵ_\perp , ϵ_\parallel , ϵ_\wedge , \bar{a} , \bar{q} и \bar{m} , учитывающие вклад электронов, ионов и поляризации вакуума. В декартовой системе координат (xyz) с осью z , направленной вдоль волнового вектора \mathbf{k} , и с плоскостью $x-z$, выбранной так, что в ней лежит вектор \mathbf{B} ,

$$\mathbf{e}^j = \begin{pmatrix} e_x^j \\ e_y^j \\ e_z^j \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{1 + K_j^2 + K_{z,j}^2}} \begin{pmatrix} iK_j \\ 1 \\ iK_{z,j} \end{pmatrix} , \quad (80)$$

где

$$K_j = \beta \left\{ 1 + (-1)^j \left[1 + \frac{1}{\beta^2} + \frac{\bar{m}}{1 + \bar{a}} \frac{\sin^2 \theta_B}{\beta^2} \right]^{1/2} \right\} , \quad (81)$$

$$K_{z,j} = -\frac{(\epsilon'_\perp - \epsilon'_\parallel) K_j \cos \theta_B + \epsilon'_\wedge}{\epsilon'_\perp \sin^2 \theta_B + \epsilon'_\parallel \cos^2 \theta_B} \sin \theta_B , \quad (82)$$

$$\beta = \frac{\epsilon'_\parallel - \epsilon'_\perp + \epsilon_\perp^2/\epsilon_\parallel^2 + \epsilon'_\parallel \bar{m}/(1 + \bar{a})}{2\epsilon_\wedge} \frac{\epsilon'_\perp \sin^2 \theta_B}{\epsilon'_\parallel \cos \theta_B} , \quad (83)$$

$\varepsilon'_\perp = \varepsilon_\perp + \bar{a}$ и $\varepsilon'_{||} = \varepsilon_{||} + \bar{a} + \bar{q}$. В обычной ситуации, когда поляризуемости плазмы и вакуума малы ($|\chi_x^H| \ll (4\pi)^{-1}$ и $|\bar{a}|, |\bar{q}|, |\bar{m}| \ll 1$),

$$\beta \approx \frac{2\chi_0^H - \chi_{+1}^H - \chi_{-1}^H + (\bar{q} + \bar{m})/(2\pi)}{2(\chi_{+1}^H - \chi_{-1}^H)} \frac{\sin^2 \theta_B}{\cos \theta_B}. \quad (84)$$

6.5. Непрозрачности

В приближении изотропного рассеяния, при заданной частоте ω , непрозрачности, фигурирующие в разделе 6.1, можно представить в виде

$$\chi_j^a = \sum_{\alpha=-1}^1 |e_{j,\alpha}(\theta_B)|^2 \frac{\sigma_\alpha^a}{m_i}, \quad (85)$$

$$\chi_{jj'}^s = \frac{3}{4} \sum_{\alpha=-1}^1 |e_{j,\alpha}(\theta_B)|^2 \frac{\sigma_\alpha^s}{m_i} \int_0^\pi |e_{j',\alpha}(\theta'_B)|^2 \sin \theta'_B d\theta'_B, \quad (86)$$

где σ_α — сечения для трёх базисных поляризаций согласно (43). Парциальные сечения $\sigma_\alpha^{a,s}$ включают вклады от процессов взаимодействия фотонов как со свободными электронами и ионами (свободно-свободные переходы), так и со связанными электронами в атомах и ионах (переходы между дискретными уровнями и фотоионизация). Последнее подразумевает, в частности, усреднение сечений поглощения фотона атомами и ионами по всем значениям K_\perp . Распределение по K_\perp непрерывно для атомов и дискретно для ионов, поэтому для атомов такое усреднение сводится к интегрированию, аналогичному (61), а для ионов — к суммированию сечений по всем значениям K_\perp с подходящим статистическим весом. В настоящее время такое вычис-

ление реализовано для атомов водорода [266, 350] и гелия [308].

На рисунке 8 показаны непрозрачности для двух нормальных волн, распространяющихся под углом $\theta_B = 10^\circ$ к магнитному полю при тех же физических условиях, что и на рис. 7. Хорошо видны особенности, отражающие пики коэффициента поглощения на ионной циклотронной частоте и на резонансных атомных частотах, а также перекрещивания кривых, связанные с поведением поляризуемости плазмы в зависимости от частоты. Для сравнения показаны непрозрачности, рассчитанные для тех же условий по модели полностью ионизованной плазмы. На соответствующих им кривых отсутствуют особенности, связанные с атомными резонансами, и их величина в широкой области частот оказывается занижена в десятки и сотни раз.

6.6. Спектры магнитных фотосфер

Шибанов и др. [376] выполнили первые детальные расчёты спектров излучения, формирующегося в фотосферах нейтронных звёзд с сильными магнитными полями, применив модель полностью ионизованной плазмы, и создали базу спектров магнитных водородных атмосфер [269]¹². Они показали, что спектры магнитных атмосфер, состоящих из водорода и гелия, мягче, чем соответствующие немагнитные спектры, но жёстче, чем спектр чёрного тела с той же температурой. Кроме спектрального распределения энергии, авторы изучили также диаграмму направленности и поляризацию выходящего излучения, которые оказываются весьма нетривиальными вследствие перераспределения энергии между нормальными модами. Тепловое излучение магнитной фотосферы заметно поляризовано, причём с увеличением частоты поляризация резко меняется при прохождении циклотронного резонанса. В противоположность изотропному излучению чёрного тела, излучение магнитной фотосферы состоит из узкого "карандашного" пучка с раствором, меньшим 5° , вдоль магнитных силовых линий и широкого "веерного" пучка под характерными углами $\sim 20^\circ - 60^\circ$ [377] (см. также [378]). Таким образом, эти расчёты полностью подтвердили ранние аналитические результаты Гнедина и Сюняева [11].

Позже аналогичные расчёты были выполнены другими научными коллективами [375, 378, 379]. Они уделили особое внимание проявлениям ионного циклотронного резонанса в наблюдаемом спектре при наличии сверхсильного магнитного поля, что было обусловлено обнаружением кандидатов в магнитары. В работе [380] было показано, что поляризация вакуума в сверхсильном поле приводит к конверсии нормальных мод, когда фотон, относящийся к одной моде, при прохождении поверхности звезды может с некоторой вероятностью превратиться в фотон, относящийся к другой нормальной моде. Критическая плотность связана с энергией фотона соотношением

$$\rho = 0,00964 \frac{A}{Z} \left(\frac{\hbar\omega}{\text{кэВ}} \right)^2 \frac{B_{12}^2}{f_B^2} \text{ г см}^{-3}, \quad (87)$$

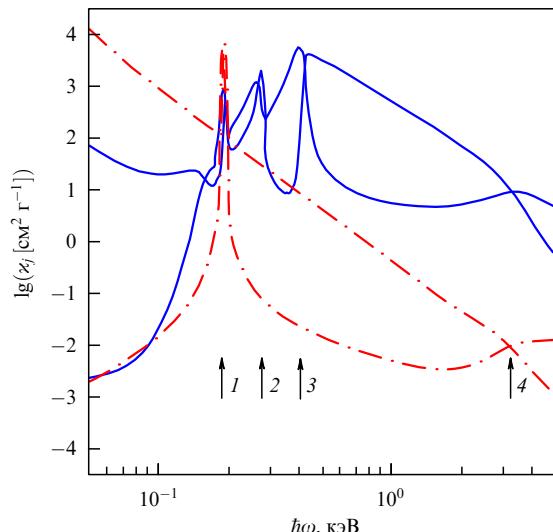


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Логарифмы спектральных непрозрачностей ($\lg \chi_j$) для двух нормальных волн, распространяющихся под углом $\theta_B = 10^\circ$ относительно направления магнитных силовых линий в водородной плазме при $B = 3 \times 10^{13}$ Гс, $T = 3,16 \times 10^5$ К, $\rho = 1 \text{ г см}^{-3}$. Сплошные кривые — частично ионизованная плазма; штрихпунктирные — модель, предполагающая полную ионизацию. Нижняя кривая каждого типа относится к необыкновенной волне, верхняя — к обыкновенной. Стрелками указаны особенности на резонансных частотах: 1 — ионный циклотронный резонанс $\omega = \omega_{ci}$, 2 — энергетический порог перехода между двумя низшими уровнями $\hbar\omega = |E_{0,0}^{(0)} - E_{1,0}^{(0)}|$, 3 — энергия связи основного состояния $\hbar\omega = |E_{0,0}^{(0)}|$, 4 — вакуумный резонанс.

¹² Модель NSA в базе данных XSPEC [210].

где $f_B^2 = \alpha_f b^2 / [15\pi(\bar{q} + \bar{m})]$, а \bar{q} и \bar{m} даны формулами (78), (79); f_B слабо зависит от B , и $f_B \approx 1$ при $B \lesssim 10^{14}$ Гс. Энергия $\hbar\omega$ в (87) соответствует пересечению кривых, отмеченному стрелкой 4 на рис. 8. Из (87) следует, что в поле $B \sim 10^{14}$ Гс эта энергия совпадает с ионной циклотронной энергией при плотности, при которой оптическая толщина атмосферы мала для необыкновенной волны, но велика для обычной. При таких условиях конверсия мод сильно подавляет ионную циклотронную особенность в спектре выходящего излучения.

В первых расчётах спектров частично ионизованных фотосфер нейтронных звёзд с магнитными полями $B \sim \sim 10^{12} - 10^{13}$ Гс, представленных в работах [339, 346], свойства атомов в магнитном поле вычислялись адабатическим методом Хартри – Фока (раздел 5.3). Движение атомов либо не учитывалось [346], либо учитывалось приближённо по теории возмущений [339].

В работе [364] построена модель водородной фотосферы, не ограниченная рамками адабатического приближения и в полной мере учитывающая как частичную ионизацию, так и эффекты движения атомов в сильном магнитном поле. На рисунке 9 представлен пример спектра излучения, исходящего из такой фотосферы с $B = 10^{13}$ Гс. Видна узкая линия поглощения при протонной циклотронной энергии $E = 0,063$ кэВ и особенности при более высоких энергиях, связанные с атомными переходами. Для сравнения приведён спектр, рассчитанный по модели полностью ионизованной атмосферы, а также планковский спектр. Из сравнения видно, что две модели фотосфер имеют сходную общую форму спектра, но модель, учитывающая частичную ионизацию, имеет дополнительные особенности. Спектральный максимум в обеих моделях сдвинут к большим энергиям по отношению к планковскому максимуму. Это показывает, что попытка интерпретации водородных спектров при помощи модели чёрного тела привела бы к сильно завышенной оценке эффективной температуры, тогда как

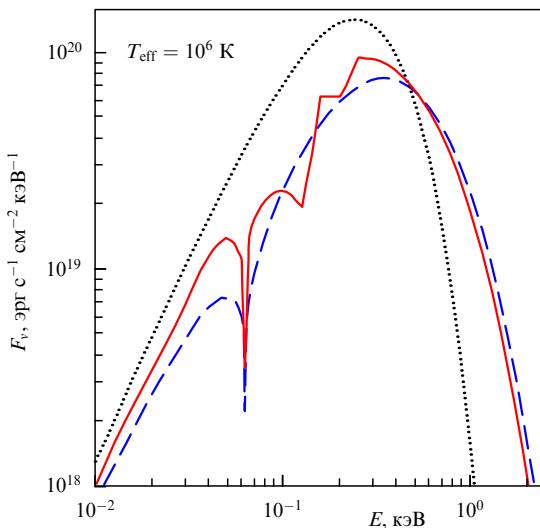


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Локальный спектр водородной фотосферы с $B = 10^{13}$ Гс (поле нормально к поверхности) и $T_{\text{eff}} = 10^6$ К. Сплошной линией представлена самосогласованная модель частично ионизованной фотосферы, штриховой — модель полностью ионизованной фотосферы, пунктирной — спектр чёрного тела. (Рисунок предоставил В. Хо.)

модель полностью ионизованной фотосферы даёт более реалистичную эффективную температуру, но не позволяет воспроизвести спектральные особенности, связанные с атомными переходами.

Магнитные поля и температуры нейтронных звёзд изменяются от одной точки поверхности к другой. Чтобы воспроизвести спектр излучения, приходящего к наблюдателю, можно воспользоваться формулой (15). Задача усложняется тем, что распределения магнитного поля и температуры по поверхности заранее не известны. В качестве модели, требующей минимального количества дополнительных предположений, обычно используют модель релятивистского диполя (16), (17), а распределение температуры, согласованное с распределением магнитного поля, находят из расчётов теплопереноса в оболочке нейтронной звезды (например, [84]). Результаты таких расчётов, выполненных в работе [381], показаны на рис. 10. Видно, что спектральные особенности сильно сглаживаются в результате усреднения по поверхности, а спектр зависит от ориентации магнитной оси θ_m . При вращении звезды эта зависимость приводит к пульсациям измеряемого спектра.

Мори и др. [347, 348] рассчитали модельные спектры фотосфер нейтронных звёзд, содержащих атомы и ионы элементов с $Z_n \lesssim 10$. Для расчёта квантово-механических свойств атомов и ионов авторы применяли метод Мори и Хейли [301], а эффекты движения атомов учили по теории возмущений (раздел 5.6). Уравнение состояния и ионизационный баланс определялись методами, описанными в разделе 5.8, поляризуемость плазмы рассчитывалась по уравнению (74), а непрозрачности — так, как описано в разделе 6.5. В качестве примера на рис. 11 показаны локальные спектры углеродной фотосферы с магнитным полем $B = 2 \times 10^{12}$ Гс, направленным перпендикулярно поверхности, и полем $B = 10^{12}$ Гс, направленным вдоль поверхности, что приблизительно (без учёта релятивистских поправок и неоднородности тем-

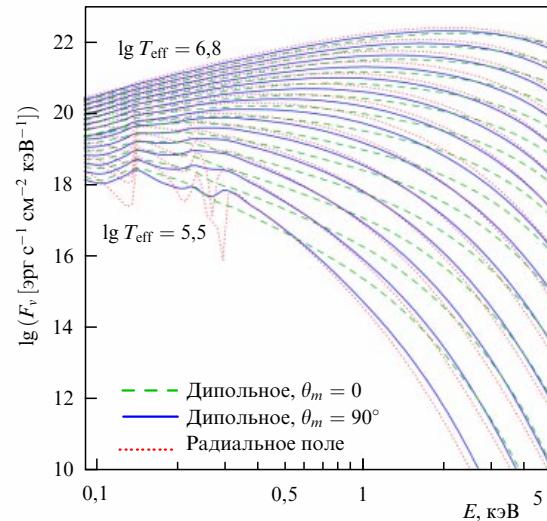


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Интегральные спектры водородной атмосферы нейтронной звезды с разными эффективными температурами T_{eff} ($\lg T_{\text{eff}}$ [К] от 5,5 до 6,8 с шагом 0,1). Представлена модель с дипольным полем, имеющим на полюсе индукцию $B_p = 10^{13}$ Гс и ориентированным вдоль (штриховые кривые) и поперёк (сплошные кривые) луча зрения. Для сравнения пунктирными кривыми показана модель с постоянным полем $B = 10^{13}$ Гс, нормальным к поверхности.

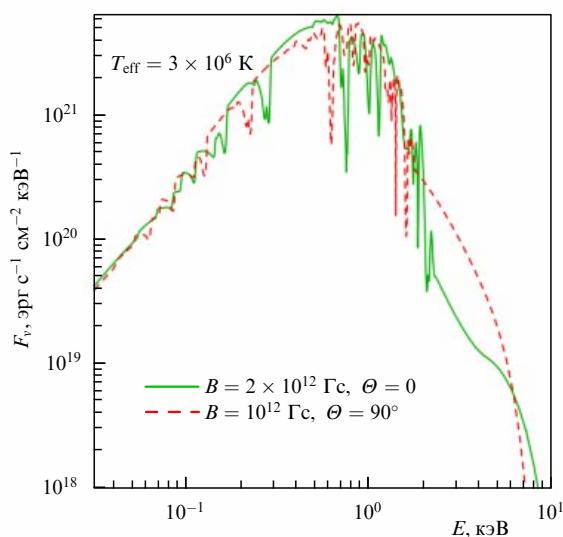


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Локальные спектры на магнитном полюсе (сплошная кривая) и экваторе (штриховая кривая) для нейтронной звезды, имеющей углеродную атмосферу, дипольное поле с индукцией на полюсе $B_p = 2 \times 10^{12}$ Гс (без учёта релятивистских поправок) и однородную эффективную температуру 3×10^6 К. (Рисунок 20 из работы [348], воспроизведётся с разрешения авторов и ©Oxford University Press.)

пературы) соответствует локальным спектрам на магнитном полюсе и экваторе для звезды, обладающей дипольным магнитным полем. Аналогично случаю водородной фотосфера, интегрирование по поверхности между полюсом и экватором приведёт к сглаживанию спектральных особенностей между двумя крайними кривыми, показанными на рисунке.

На основе расчётов, описанных в данном разделе, была составлена база спектров частично ионизованных фотосфер нейтронных звёзд с сильными магнитными полями, состоящих из водорода [381] и более тяжёлых химических элементов вплоть до неона [348]¹³.

7. Спектры нейтронных звёзд с конденсированной поверхностью

7.1. Излучение обнажённой нейтронной звезды

Как мы видели в разделе 5.10, звёзды с очень низкой эффективной температурой или со сверхсильным магнитным полем могут иметь твёрдую или жидкую конденсированную поверхность. В этом случае тепловое излучение может выходить непосредственно с металлической поверхности, не преобразовываясь в газообразной атмосфере, и тогда спектр определяется излучательными свойствами такой поверхности. Формирование спектра теплового излучения на конденсированной поверхности нейтронной звезды с сильным магнитным полем зависит от её отражательных свойств, которые рассматривались в работах [115, 383–388]. Первые работы [383, 384] носили характер оценок по порядку величины. Способ детального расчёта отражательной способности был предложен в [385] и затем использовался с некоторыми вариациями в [115, 385–388]. Суть его в следующем. Векторы поляризации нормальных

мод в среде под поверхностью $\epsilon_{1,2}^{(t)}$, представленные выражениями (80)–(82), и комплексный коэффициент преломления выражают через углы θ_k и φ_k , определяющие направление отражённого луча (рис. 1), используя стандартное дисперсионное уравнение для прошедшей волны и закон Снеллиуса. Затем комплексные электрические векторы падающей, отражённой и прошедшей волн раскладывают по соответствующим базисным векторам поляризации $\epsilon_{1,2}^{(i,r,t)}$, а из максвелловских граничных условий получают систему уравнений, определяющую коэффициенты этих разложений. Найденные таким образом коэффициенты разложения отражённой волны образуют матрицу отражения $\{r_{\omega,j}\}$ и определяют отражательную способность поверхности для каждой поляризации падающего луча $r_{\omega,j} = \sum_{j'} r_{\omega,j'}$. Тогда полная излучательная способность $\varepsilon_\omega = 1 - (r_{\omega,1} + r_{\omega,2})/2$.

В ранних работах предполагалось, что ионы в металле жёстко закреплены в узлах кристаллической решётки. В [386–388] рассмотрена не только такая модель, но также и противоположный предельный случай — модель свободных ионов. Предполагается [386], что реальная излучательная способность поверхности лежит между предельными значениями, которые соответствуют этим двум моделям, хотя окончательно эта проблема ещё не решена.

На рисунке 12 показаны примеры зависимости излучательной способности ε_ω , нормированной на излучательную способность абсолютно чёрного тела, от энергии фотона $E = \hbar\omega$ согласно моделям свободных и закреплённых ионов для разных наборов значений углов θ_n и φ_k , определённых на рис. 1. Отмечены характеристические энергии $E_{ci} = \hbar\omega_{ci}$, $E_{pe} = \hbar\omega_{pe}$ и $E_C = E_{ci} + E_{pe}^2/(\hbar\omega_c)$. Особенности спектра вблизи этих энергий объяснены в работе [386]. Так, меньшая излучательная способность при $E_{ci} \lesssim E \lesssim E_C$ обусловлена сильным затуханием одной из двух нормальных электромагнитных мод в плазме в этом интервале энергий. В модели закреплённых ионов $\omega_{ci} \rightarrow 0$, поэтому излом спектра при $E \approx E_{ci}$ в данной модели отсутствует. Результаты расчётов по двум аль-

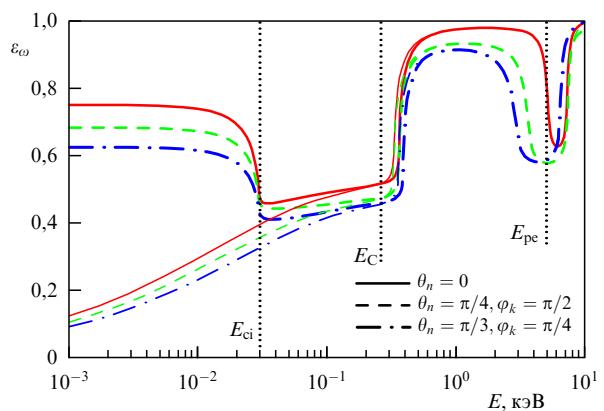


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Излучательная способность конденсированной железной поверхности с $B = 10^{13}$ Гс и $T = 10^6$ К, усреднённая по поляризациям, как функция энергии фотона, испущенного под углом $\theta_k = 45^\circ$, разных значений угла наклона магнитного поля θ_n и азимутального угла φ_k . Кривые получены согласно моделям свободных (жирные кривые) и фиксированных (тонкие кривые) ионов. Вертикальными пунктирными линиями отмечены положения характеристических энергий: ионной циклотронной ($E_{ci} = \hbar\omega_{ci}$), электронной плазменной ($E_{pe} = \hbar\omega_{pe}$) и гибридной (E_C).

¹³ Модели NSMAX и NSMAXG [382] в базе данных XSPEC [210].

тернативным моделям почти совпадают при $E \gg E_{ci}$, но сильно различаются при $E \lesssim E_{ci}$, что может иметь значение для спектров магнитаров. Вблизи электронной плазменной энергии $E_{pe} = \hbar\omega_{pe}$ наблюдается резонансное поглощение, зависящее от направлений падающего луча и магнитного поля.

Локальный спектр мощности излучения, выходящего из конденсированной поверхности, равен функции Планка $\mathcal{B}_{\omega,T}$ (18), умноженной на нормированную излучательную способность ε_ω . Поскольку ε_ω зависит от частоты ω и от углов θ_n, θ_k и φ_k (см. рис. 1), тепловое излучение имеет нетривиальную частотно-угловую зависимость. На рисунке 12 излучательная способность усреднена по поляризациям. Но $r_{\omega,1} \neq r_{\omega,2}$, поэтому тепловое излучение конденсированной поверхности поляризовано, причём поляризация также имеет нетривиальную частотно-угловую зависимость. Степень линейной поляризации, например, может достигать десятков процентов вблизи частот ω_{ci} и ω_{pe} , что открывает перспективы поляризационной диагностики нейтронных звёзд с конденсированными поверхностями. Как интенсивность, так и степень поляризации излучения можно вычислить по аналитическим формулам, построенным в [388] для матрицы отражения конденсированной железной поверхности при $B = 10^{12} - 10^{14}$ Гс.

7.2. Тонкие и слоистые атмосферы

В работе [389] было выдвинуто предположение, что некоторые нейтронные звёзды могут иметь водородную атмосферу конечной толщины над твёрдой железной поверхностью. Если оптическая толщина такой атмосферы невелика для одних длин волн и велика для других, то это приведёт к своеобразному спектру излучения, отличному от спектров глубоких атмосфер. В работах [390–392] были проведены расчёты таких спектров с использованием упрощённых граничных условий для уравнения переноса излучения на внутренней границе атмосферы. Более точные граничные условия предложены в статье [388]. В ней было учтено, что волна необыкновенной или обыкновенной поляризации, падающая снаружи на поверхность раздела, порождает отражённые волны обеих поляризаций, интенсивности которых складываются с интенсивностями соответствующих мод, излучаемых конденсированной поверхностью:

$$\begin{aligned} I_{\omega,j}(\theta_k, \varphi) &= \sum_{j'=1,2} r_{\omega,j'}(\theta_k, \varphi) I_{\omega,j'}(\pi - \theta_k, \varphi) + \\ &+ \frac{1}{2} [1 - r_{\omega,j}(\theta_k, \varphi)] \mathcal{B}_{\omega,T}. \end{aligned} \quad (88)$$

В статье [388] матрица отражения была вычислена и аппроксимирована для линейных поляризаций, а затем преобразована к матрице отражения в нормальных модах $\{r_{\omega,jj'}\}$, которая должна использоваться в (88), при помощи приближённого соотношения, справедливого для достаточно разрежённой фотосфера.

На рисунке 13 показаны локальные спектры излучения, выходящего из водородных атмосфер разной толщины над железной поверхностью нейтронной звезды с магнитным полем $B = 4 \times 10^{13}$ Гс, направленным перпендикулярно поверхности, с эффективной температурой $T_s = 1,2 \times 10^6$ К. Узкая линия поглощения соответствует протонному циклотронному резонансу в атмосфере. Особенность справа от неё связана с атомными

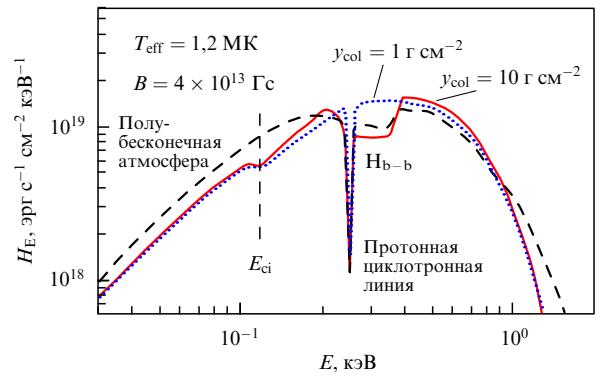


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Сравнение спектра излучения нейтронной звезды, имеющей частично ионизованную толстую водородную фотосферу, (штриховая кривая) со спектрами, которые образуются при колонковых концентрациях водорода 1 г см^{-2} (пунктирные кривые) и 10 г см^{-2} (сплошная кривая) над железной поверхностью звезды (рис. 12 из [388], предоставлен В.Ф. Сулеймановым, воспроизводится с разрешения автора и ©ESO).

переходами (H_{b-b}). Она имеет большую ширину из-за эффектов движения (раздел 5.6). Эта особенность формируется в основном на глубинах $\sim 2 \text{ г см}^{-2}$ и поэтому почти не видна в спектре самой тонкой атмосферы, имеющей поверхностную плотность 1 г см^{-2} . Излом при $E_{ci} = 0,12 \text{ кэВ}$ соответствует циклотронной энергии ионов железа, поэтому для чисто водородной атмосферы он отсутствует. В спектре атмосферы средней толщины (10 г см^{-2}) видны все три особенности. При высоких энергиях ($E \gtrsim 1 \text{ кэВ}$) спектр определяется излучением конденсированной поверхности, так как обе атмосферы конечной толщины практически прозрачны для фотонов таких энергий. Спектр чисто водородной атмосферы в этой области является более жёстким (ср. с разделом 6.6).

Вопрос о том, как образуются атмосферы конечной толщины, остаётся невыясненным. В работе [390] обсуждались три возможных сценария. Во-первых, это аккреция водорода из межзвёздной среды. Но она должна быть очень медленной, чтобы масса водородного слоя $4\pi R^2 y_{col} \sim 10^{-20} M_\odot$ накопилась примерно за 10^6 лет. Другой сценарий предполагает диффузионное выгорание водородного слоя, выпавшего на нейтронную звезду вскоре после её образования [112]. Но этот процесс слишком быстр на начальном этапе остывания звезды, когда она ещё сравнительно горяча, так что он быстро поглотил бы весь водород на поверхности [393]. Третья возможность представлена саморегулируемым механизмом, основанным на скальвании ядер под ударами ультрапротонистских частиц в области открытых силовых линий с образованием протонов и альфа-частиц. Из оценки (23) для глубины проникновения частиц, ускоренных в магнитосфере, можно заключить, что этот процесс может привести к образованию водородного слоя необходимой толщины $y_{col} \sim 1 \text{ г см}^{-2}$.

Естественно рассмотреть и такую атмосферу, в которой под слоем водорода располагается слой гелия. Действительно, во всех трёх сценариях первоначально на поверхности образуется смесь водорода и гелия, а сильная гравитация приводит к быстрому разделению этих двух элементов. Такая "атмосфера-буфер" рассматривалась в [391], где было показано, что её спектр может иметь две или три линии поглощения в диапазоне $E \sim (0,2-1) \text{ кэВ}$ при поле $B \sim 10^{14} \text{ Гс}$.

8. Теоретическая интерпретация наблюдаемых спектров

Как мы видели в разделе 4, теоретические модели немагнитных атмосфер успешно применяются для анализа спектров многих нейтронных звёзд с относительно слабыми магнитными полями $B \lesssim 10^9$ Гс. Для звёзд с сильными магнитными полями подобных примеров немного. Мы их обсудим в данном разделе, а в конце дадим общую сводку современных оценок масс и радиусов нейтронных звёзд с сильными и слабыми магнитными полями, основанных на моделях фотосфер.

8.1. RX J1856.5–3754

Спектр "звезды Уолтера" RX J1856.5–3754 не удалось удовлетворительно описать при помощи моделей немагнитных атмосфер, о чём мы рассказали в разделе 4.4. Простые модели магнитных атмосфер тоже оказались непригодны для этой задачи. Требовалось одновременно объяснить форму спектра в рентгеновском и оптическом диапазонах при существенном различии цветовой температуры T_{bb}^∞ , наблюдавшейся в этих диапазонах, наряду с полным отсутствием на высоком уровне статистической достоверности каких-либо линий поглощения и иных спектральных особенностей. Хо [390, 394] привлек к решению этой проблемы модель частично ионизованной водородной атмосферы конечной толщины над конденсированной железной поверхностью с сильным магнитным полем. В результате удалось воспроизвести измеренный спектр RX J1856.5–3754 во всём диапазоне от рентгеновских до оптических длин волн в пределах погрешностей измерений. Наилучшее соответствие теоретического спектра наблюдаемому получено при колонковой плотности атмосферы $y_{col} = 1,2 \text{ г см}^{-2}$, $B \sim (3-4) \times 10^{12} \text{ Гс}$, $T_{eff}^\infty = (4,34 \pm 0,03) \times 10^5 \text{ К}$, $z_g = 0,25 \pm 0,05$ и $R_\infty = 17,2_{-0,1}^{+0,5} D_{140} \text{ км}$. Здесь погрешности даны на уровне значимости 1σ , а $D_{140} \equiv D/(140 \text{ пк})$. Отметим, что подгонка наблюдаемого рентгеновского спектра RX J1856.5–3754 функцией Планка даёт на 70 % более высокую температуру и в 3,5 раза меньший радиус излучающей области. Такое большое различие подчёркивает, насколько важна правильная физическая интерпретация наблюдаемого спектра для оценки параметров нейтронной звезды.

С помощью формул (6)–(8) и (3) из приведённых оценок находим $T_{eff} = (5,4 \pm 1,1) \times 10^5 \text{ К}$, $R = 13,8_{-0,6}^{+0,9} D_{140} \text{ км}$ и $M = 1,68_{-0,15}^{+0,22} D_{140} M_\odot$. Если забыть про множитель D_{140} , то можно было бы заключить, что значение радиуса слишком велико для такой массы. Однако расстояние до этой звезды известно не очень точно. Значение $D = 140 \text{ пк}$ было принято в [390] согласно [395] и лежит между альтернативными оценками $D \approx 117 \text{ пк}$ [396] и $D \approx (160-170) \text{ пк}$ [397, 398]. Позже была получена уточнённая оценка расстояния $D = 123_{-15}^{+11} \text{ пк}$ [399]. С её учётом получаем $R = 12,1_{-1,6}^{+1,3} \text{ км}$ и $M = 1,48_{-0,19}^{+0,16} M_\odot$, что устраняет все противоречия. Тем не менее изложенная интерпретация спектра не бесспорна, так как она не согласуется с оценкой величины магнитного поля $B \approx \approx 1,5 \times 10^{13} \text{ Гс}$, полученной для этой звезды на основе формулы (1) в работе [400].

Используя ту же модель тонкой атмосферы, Хо [394] проанализировал кривую блеска RX J1856.5–3754 и получил ограничения на углы α и ζ (рис. 1). Выяснилось, что кривую блеска можно объяснить, если один из этих

углов мал ($< 6^\circ$), а другой составляет от 20° до 45° . В этом случае радиоизлучение, сконцентрированное вблизи магнитных полюсов, не пересекает луч зрения. Как замечено в работе [394], этим можно объяснить то, что данная звезда не проявляет себя как радиопульсар [165].

8.2. RBS 1223

Амбарян и др. [401] выполнили анализ спектра рентгеновского источника RBS 1223, аналогичный описанному в разделе 8.1 анализу спектра RX J1856.5–3754. Оба источника относятся к классу РТИНЗ, но, в противоположность "звезды Уолтера", RBS 1223 обнаруживает сложную структуру рентгеновского спектра. Её можно описать, если наложить на функцию Планка широкую линию поглощения с центром вблизи $\hbar\omega = 0,3 \text{ кэВ}$, характеристики которой зависят от фазы вращения звезды. Использовав данные всех наблюдений этой звезды космической обсерваторией *XMM-Newton* за 2003–2007 гг., авторы [401] получили набор рентгеновских спектров для разных фаз вращения. Для их теоретического объяснения были испробованы различные модели, предполагающие наличие магнитного поля $B \sim 10^{13}-10^{14} \text{ Гс}$, разный состав атмосферы, возможное наличие конденсированной поверхности и атмосферы конечной толщины. При этом различные распределения температуры и магнитного поля по поверхности описывались самосогласованной параметрической моделью [46].

В результате авторы [401] смогли описать наблюдаемый спектр и его зависимость от фазы вращения с помощью модели излучения железной поверхности, покрытой частично ионизованной водородной атмосферой с $y_{col} \approx 1-10 \text{ г см}^{-2}$, с взаимно согласованными несимметричными двухполюсными распределениями магнитного поля и температуры, имеющими значения на полюсах $B_{p1} = B_{p2} = (8,6 \pm 0,02) \times 10^{13} \text{ Гс}$, $T_{p1} = 1,22_{-0,05}^{+0,02} \text{ МК}$ и $T_{p2} = 1,15 \pm 0,04 \text{ МК}$. Оказалось, что магнитное поле и температура достаточно плавно распределены по поверхности. Согласно теоретической модели [46], это говорит об отсутствии сверхсильной тороидальной составляющей магнитного поля в коре нейтронной звезды. При этом интегральная эффективная температура $T_{eff} \approx 0,7 \text{ МК}$. Для гравитационного красного смещения получена оценка $z_g = 0,16_{-0,01}^{+0,03}$, которую можно записать как $(M/M_\odot)/R_6 = 0,87_{-0,05}^{+0,13}$, что свидетельствует о жёстком уравнении состояния вещества нейтронной звезды.

Необходимо отметить, что работа [401] была выполнена раньше, чем работа [388], о которой мы говорили в разделе 7. По этой причине в [401] использовались грубые приближения для излучательной способности железной поверхности, публиковавшиеся ранее, и упрощённые граничные условия для уравнений переноса. Анализ тех же спектров с использованием улучшенных результатов для излучательной способности и уточнённых граничных условий, описанных в разделе 7, остаётся делом будущего.

8.3. 1E 1207.4–5209

Сразу после обнаружения линий поглощения в спектре ЦКО 1E 1207.4–5209 при энергиях $E \approx 0,7 N \text{ кэВ}$ ($N = 1, 2, \dots$) возникло естественное предположение, что они обусловлены циклотронными гармониками [172]. Как мы видели в разделе 5.2, такие гармоники в спектре нейтронной звезды могут быть только электронными, а

ионные гармоники ненаблюдаемы. Следовательно, при такой интерпретации $B \approx 7 \times 10^{10}$ Гс. Мори и др. [173] показали, что только первые две линии в спектре 1E 1207.4–5209 статистически значимы, но некоторые авторы принимают во внимание также третью и четвёртую линии. Эта гипотеза развивалась в работе [264], авторы которой учили оба типа электронных циклотронных гармоник, обсуждавшихся в разделе 5.2, — квантовые осцилляции фактора Гаunta и релятивистские тепловые гармоники. Не исключено, что аналогичное объяснение формы спектра применимо и к ЦКО PSR J0821–4300 [167].

Мори и др. [347, 348] критически проанализировали ранее выдвинутые гипотезы о происхождении линий поглощения в спектре 1E 1207.4–5209 и предложили свою. Проанализированные и отвергнутые интерпретации включали линии молекулярных ионов водорода, ионов гелия, а также циклотронные линии и гармоники. Одно из возражений против последнего объяснения состоит в том, что фундаментальная циклотронная линия в спектре атмосферы должна иметь намного большую глубину, чем реально наблюдается. Другое возражение заключается в том, что циклотронные линии и гармоники имеют малую ширину при фиксированном B , поэтому их наблюдаемая ширина в интегральном спектре определяется распределением B по поверхности и должна быть одинакова, однако этого также не наблюдается [347]. В [264] эти возражения были оставлены без внимания. Надо отметить, что как в [347], так и в [264] исследовались циклотронные гармоники в спектре полностью ионизованной плазмы. Вопрос о том, как влияет на модельный спектр учёт частичной ионизации, остаётся открытым.

В качестве альтернативы авторы [347, 348] предложили модели атмосфер, состоящих из элементов среднего атомного веса. Пример такого спектра для углерода приведён на рис. 11. Его свёртка с функцией разрешения телескопа сглаживает группы линий, давая широкие и неглубокие понижения спектрального потока, подобные тем, которые наблюдаются. Интегрирование локального спектра по поверхности нейтронной звезды, необходимость которого отмечена в разделе 6.6, должно привести к дополнительному сглаживанию спектральных особенностей. Авторы [348] нашли, что наилучшее соответствие наблюдаемому спектру получается для модели кислородной атмосферы с магнитным полем $B = 10^{12}$ Гс. Однако ограничение $B < 3,3 \times 10^{11}$ Гс, полученное в работе [166], не согласуется с данной моделью, а скорее, благоприятствует циклотронной интерпретации линий.

В отличие от RX J1856.5–3754 и RBS 1223, рассмотренных выше, для 1E 1207.4–5209 не было опубликовано результатов детальной подгонки наблюдаемого спектра при помощи какой-либо из теоретических моделей, поэтому применимость любой из них остаётся гипотетической.

8.4. PSR J1119–6127

Недавно модель частично ионизованной, сильно замагниченной водородной фотосфера [381] была с успехом применена к интерпретации наблюдений пульсара J1119–6127 [146], для которого оценка (1) даёт нетипично сильное поле $B = 4 \times 10^{13}$ Гс. В рентгеновской области он испускает пульсирующее излучение, кото-

рое, по-видимому, в основном имеет тепловую природу. Из балометрического потока при заданных $D = 8,4$ кпк и $R = 13$ км получается оценка усреднённой эффективной температуры $T_{\text{eff}} = 1,1$ МК. Для теплового излучения, однако, трудно объяснимой представлялась большая амплитуда пульсаций ($48 \pm 12\%$). Авторам [146] удалось воспроизвести наблюданную рентгеновскую кричеву блеска этого пульсара, предположив, что вокруг одного из его магнитных полюсов имеется область, занимающая $1/3$ поверхности, покрытая водородной атмосферой и нагретая до 1,5 МК, а температура противоположной полярной шапки не превышает 0,9 МК.

8.5. Массы и радиусы: результаты

В таблице приведены современные оценки масс и радиусов нейтронных звёзд, полученные из измерений их тепловых спектров с помощью моделей атмосфер. Оценки, полученные с использованием заранее заданного гравитационного ускорения на поверхности, здесь не приводятся, потому что они сильно искажены, как показано, например, в работе [209].

В большинстве случаев определение радиусов нейтронных звёзд остаётся ненадёжным. Оценки, как правило, выполняют при заданном расстоянии D . Часто также оценку радиуса R проводят для фиксированной массы M . Как правило, это обусловлено тем, что совместное оценивание R и M (а тем более R , M , и D) по имеющимся на сегодня тепловым спектрам оставляет слишком большие неопределённости и почти не ограничивает значений M и D . Сравнив результаты, полученные для одних и тех же объектов при разных предположениях о значениях D , легко видеть, что от выбора D может существенно зависеть оценка R . Кроме того, на оценку R сильно влияют предположения о составе фотосферы, как можно видеть, например, из сравнения результатов, полученных из предположений о водородном и гелиевом составе фотосферы для СММРД в шаровых скоплениях M28 [243] и M13 [244].

9. Заключение

Мы рассмотрели основные особенности атмосфер и излучающих поверхностей нейтронных звёзд и обрисовали современное состояние теории формирования их спектров. Наблюдения барстеров и нейтронных звёзд в маломассивных двойных системах успешно описываются при помощи моделей немагнитных атмосфер, давая всё более точные сведения о ключевых характеристиках нейтронных звёзд — их массах, радиусах, температурах. Налицо качественно новый этап интерпретации наблюдений, на котором всё шире используется теория фотосфер без привязки к спектру чёрного тела или к "канонической модели" нейтронной звезды. Открыты линии поглощения в тепловых спектрах нейтронных звёзд с сильным магнитным полем. На повестке дня их детальное теоретическое описание, которое позволяет получить сведения о составе поверхности, распределении температуры и магнитного поля. Косвенно это даёт информацию о теплопереносе и электропроводности в коре, излучении нейтрино, сверхтекучести нуклонов и сверхпроводимости протонов в ядре. Для того чтобы сделать эту информацию более чёткой, необходимо решить ещё целый ряд проблем, относящихся, в частно-

Таблица. Оценки масс и радиусов нейтронных звёзд, основанные на моделях фотосфер

Объект	R , км	M, M_\odot	D , кпк	Литера- тура	Примечание
сММРД X7 в 47 Тuc	$14,5^{+1,8}_{-1,6}$	$1,4$ [a]	$4,85$ [a]	[209]	[b]
сММРД XTE 1701–462	$10,5 \pm 2,5$ [c]	$1,4$ [a]	$8,8$ [a]	[136]	[b]
сММРД EXO 0748–676	$13,7^{+1,0}_{-2,7}$	$1,8^{+0,4}_{-0,6}$	$7,1$ [a]	[134]	[b]
Тот же объект	$11,8^{+0,7}_{-2,2} - 15,2^{+1,5}_{-3,0}$	$1,5^{+0,5}_{-0,5} - 2,1^{+0,4}_{-0,8}$	$5,9 - 8,3$	[134]	[d], [e]
сММРД в M28	$10,5^{+2,0}_{-2,9}$	$1,25^{+0,54}_{-0,63}$	$5,5$ [a]	[242]	[b]
Тот же объект	9^{+3}_{-3*}	$1,4^{+0,4}_{-0,9*}$	$5,5$ [a]	[243]	[b]
Тот же объект	14^{+3}_{-8*}	$2,0^{+0,5}_{-1,5*}$	$5,5$ [a]	[243]	[e]
сММРД в NGC 6397	$6,6^{+1,2}_{-1,1}$	$0,84^{+0,30}_{-0,28}$	$2,02$ [a]	[242]	[b]
сММРД в M13	$10,1^{+3,7}_{-2,8}$	$1,27^{+0,71}_{-0,63}$	$6,5$ [a]	[242]	[b]
Тот же объект	$10,6^{+2,1}_{-2,2}$	$1,4$ [a]	$7,7$ [a]	[244]	[b]
Тот же объект	$14,6^{+3,5}_{-3,1}$	$1,4$ [a]	$7,7$ [a]	[244]	[e]
сММРД в ω Сен	$20,1^{+7,4}_{-7,2}$	$1,8^{+1,0}_{-1,1}$	$4,8$ [a]	[242]	[b]
сММРД в NGC 6304	$9,4^{+4,9}_{-3,4}$	$1,16^{+0,90}_{-0,56*}$	$6,22$ [a]	[242]	[b]
ЦКО в Cas A	$15,6^{+1,3}_{-2,7}$	$1,4$ [a]	$3,4$ [a]	[214]	[f]
Тот же объект	$8 - 17$	$1,5 - 2,4$	$3,3 - 3,7$	[214]	[d], [f]
ЦКО в HESS J1731	$12,6^{+2,1}_{-5,3} - 15,6^{+3,6}_{-5,3}$	$1,5^{+0,4}_{-0,6} - 2,2^{+0,3}_{-0,9}$	$3,2 - 4,5$	[237]	[d], [f]
Барстер 4U 1724–307	$14,7 \pm 0,8$	$1,9 \pm 0,4$	$5,3 - 7,7$	[151]	[b]
Тот же объект	$18 \pm 3,5$	$1,05^{+0,55}_{-0,4}$	$5,3 - 7,7$	[151]	[e]
Барстер GS 1826–24	$< 8,2$	$< 1,3$	$< 4,3$ [g]	[219]	[b]
Тот же объект	$< 19,8$	$< 2,8$	$< 9,7$ [g]	[219]	[e]
PSR J0437–4715	$> 11,1$ (3σ)	$1,76$ [a]	$0,1563$ [a]	[252]	[b]; см. раздел 4.6
РТИН3 RX J1856	$12,1^{+1,3}_{-1,6}$	$1,48^{+0,16}_{-0,19}$	$0,123^{+0,011}_{-0,015}$ [h]	[390]	[c], [i], [j]; см. раздел 8.1
РТИН3 RBS 1223	16^{+1}_{-2}	$1,4$ [a]	$0,380^{+0,015}_{-0,030}$	[401]	[c], [i], [k]; см. раздел 8.2

Примечание. Погрешности даны на уровне значимости 90 %, если не указано иное. Звёздочка у значения погрешности означает, что достигнут жёсткий предел модели. [a] Параметр фиксирован. [b] Немагнитная водородная атмосфера. [c] Погрешности на уровне 1σ (68 %). [d] Результаты для выбранных крайних значений из вероятного интервала D . [e] Немагнитная гелиевая атмосфера. [f] Немагнитная углеродная атмосфера. [g] Приведено ограничение на $D\xi_b^{1/2}$, где ξ_b — фактор анизотропии. [h] Принята оценка D из [399]. [i] Частично ионизованная тонкая водородная атмосфера над железной поверхностью. [j] $y_{\text{col}} = 1,2 \text{ г см}^{-2}$, $B \sim (3-4) \times 10^{12} \text{ Гс}$. [k] $y_{\text{col}} \sim 1 \text{ г см}^{-2}$, взаимно согласованные распределения магнитного поля $B \approx 8 \times 10^{13} \text{ Гс}$ и температуры $T_s \approx 0,7 \text{ МК}$.

сти, и к теории магнитных атмосфер и излучающих поверхностей. Упомянем лишь некоторые из них.

Во-первых, расчёты квантово-механических свойств атомов и молекул в сильном магнитном поле вне рамок адиабатического приближения проведены до сих пор только для атомов с $Z_n \lesssim 10$, а также молекул и молекулярных ионов с одним или двумя электронами. Влияние теплового движения на эти свойства строго учтено только для атома водорода и иона гелия и приближённо — для других атомов. Насущная задача — учёт конечной массы атомного ядра для более тяжёлых атомов, молекул и их ионов, включая не только энергии связи и характерные размеры, но и сечения взаимодействия с излучением. На этой основе можно будет рассчитать ионизационный баланс в фотосфере и её непрозрачности, следуя методике, которая уже отлажена для водородных фотосфер. В фотосферах магнитаров возможно наличие значительной доли экзотических молекул, в том

числе полимерных цепочек. Свойства таких молекул и их ионов мало изучены. В частности, сечения их взаимодействия с излучением, необходимые для построения моделей фотосфер, практически неизвестны.

Во-вторых, расчёты излучательной способности конденсированной поверхности в магнитном поле проведены в рамках моделей, представляющих два предельных случая — свободных и закреплённых ионов. Было бы полезно провести подобные расчёты при более реалистичном описании связи ионов в замагниченном конденсированном веществе. Это особенно важно в диапазоне частот $\omega \lesssim \omega_{ci}$, который попадает в наблюдаемую область теплового спектра в сверхсильных магнитных полях.

В-третьих, теория переноса, которая используется в существующих моделях фотосфер нейтронных звёзд, предполагает, что электронная плазменная частота намного меньше частоты фотона. В сверхсильном магнит-

ном поле это условие не выполняется в существенной области частот. Следовательно, теория спектров магнитаров требует более общего описания переноса излучения в магнитном поле.

В заключение хотелось бы поблагодарить коллег, с которыми автору посчастливилось работать над некоторыми из задач, описанных в этом обзоре: В.Г. Бесчастнова, М. ван Аделсберга, И. Вентуру, К. Вернера, Д. Лая, З. Медина, Г.Г. Павлова, В.Ф. Сулейманова, В. Хо, Ж. Шабрие, Ю.А. Шибанова. Автор выражает особую благодарность В.С. Бескину, А.Д. Каминкеру, И.Ф. Малову, Д.И. Нагирнеру, В.Ф. Сулейманову, В. Хо и Ю.А. Шибанову за полезные замечания к предварительным вариантам данной статьи. Работа частично поддержана Министерством образования и науки РФ (соглашение № 8409, 2012), РФФИ (грант 11-02-00253), Программой поддержки ведущих научных школ РФ (грант НШ-294.2014.2) и PNPS (CNRS/INSU, Франция).

Список литературы

1. Haensel P, Potekhin A Y, Yakovlev D G *Neutron Stars I: Equation of State and Structure* (New York: Springer, 2007)
2. Фортов В Е УФН **179** 653 (2009); Fortov V E *Phys. Usp.* **52** 615 (2009)
3. Потехин А Ю УФН **180** 1279 (2010); Potekhin A Y *Phys. Usp.* **53** 1235 (2010)
4. Haensel P, Zdunik J L, Douchin F *Astron. Astrophys.* **385** 301 (2002)
5. Demorest P B et al. *Nature* **467** 1081 (2010)
6. Antoniadis J et al. *Science* **340** 448 (2013)
7. Zhang W, Woosley S E, Heger A *Astrophys. J.* **679** 639 (2008)
8. Pejcha O, Thompson T A, Kochanek C S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **424** 1570 (2012)
9. Kramer M, Stairs I H *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **46** 541 (2008)
10. Lattimer J M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **62** 485 (2012)
11. Gnedin Yu N, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **36** 379 (1974)
12. Trümper J et al. *Astrophys. J.* **219** L105 (1978)
13. Coburn W et al. *Astrophys. J.* **580** 394 (2002)
14. Rodes-Roca J J et al. *Astron. Astrophys.* **508** 395 (2009)
15. Pottschmidt K et al. *AIP Conf. Proc.* **1427** 60 (2012)
16. Болдин П А, Цыганков С С, Лутовинов А А *Письма в Астрон. журн.* **39** 423 (2013); Boldin P A, Tsygankov S S, Lutovinov A A *Astron. Lett.* **39** 375 (2013)
17. Баушев А Н, Бисноватый-Коган Г С *Астрон. журн.* **76** 283 (1999); Baushev A N, Bisnovatyi-Kogan G S *Astron. Rep.* **43** 241 (1999)
18. Araya-Gómez R A, Harding A K *Astrophys. J.* **544** 1067 (2000)
19. Terada Y et al. *Astrophys. J.* **648** L139 (2006)
20. Becker P A et al. *Astron. Astrophys.* **544** A123 (2012)
21. Poutanen J et al. *Astrophys. J.* **777** 115 (2013)
22. Nishimura O *Astrophys. J.* **781** 30 (2014)
23. Deutsch A J *Ann. d'Astrophys.* **18** 1 (1955)
24. Manchester R N, Taylor J H *Pulsars* (San Francisco: W.H. Freeman, 1977); Манчестер Р, Тейлор Дж *Пульсары* (Пер. с англ. под ред. А Д Кузьмина) (М.: Мир, 1980)
25. Бескин В С УФН **169** 1169 (1999); Beskin V S *Phys. Usp.* **42** 1071 (1999)
26. Michel F C *Adv. Space Res.* **33** 542 (2004)
27. Spitkovsky A, in *High-Energy Emission from Pulsars and Their Systems* (Astrophysics and Space Science Proceedings, Eds N Rea, D F Torres) (Berlin: Springer-Verlag, 2011) p. 139
28. Бескин В С, Истомин Я Н, Филиппов А А УФН **183** 179 (2013); Beskin V S, Istomin Ya N, Philippov A A *Phys. Usp.* **56** 164 (2013)
29. Pétri J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **424** 605 (2012)
30. Tchekhovskoy A, Spitkovsky A, Li J G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **435** L1 (2013)
31. Timokhin A N, Arons J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429** 20 (2013)
32. Бескин В С, Гуревич А В, Истомин Я Н ЖЭТФ **85** 401 (1983); Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Sov. Phys. JETP* **58** 235 (1983)
33. Beskin V S, Gurevich A V, Istomin Ya N *Physics of the Pulsar Magnetosphere* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993)
34. Spitkovsky A *Astrophys. J.* **648** 51 (2006)
35. Manchester R N et al. *Astron. J.* **129** 1993 (2005); ATNF Pulsar Catalogue, <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>
36. Бисноватый-Коган Г С УФН **176** 59 (2006); Bisnovatyi-Kogan G S *Phys. Usp.* **49** 53 (2006)
37. Lorimer D R *Living Rev. Relativity* **11** 8 (2008); <http://www.livingreviews.org/lrr-2008-8>
38. Duncan R C, Thompson C *Astrophys. J.* **392** L9 (1992)
39. Попов С Б, Прохоров М Е *Астрофизика одиночных нейтронных звезд: радиотихие нейтронные звезды и магнитары* (М.: ГАИШ МГУ, 2002); astro-ph/0205298
40. Mereghetti S *Astron. Astrophys. Rev.* **15** 225 (2008)
41. Mereghetti S *Braz. J. Phys.* **43** 356 (2013)
42. Rea N, in *Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 Years* (Proc. IAU Symp. 291, Ed. J van Leeuwen) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2013) p. 11
43. Dall'Osso S, Shore S N, Stella L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **398** 1869 (2009)
44. Ardeljan N V, Bisnovatyi-Kogan G S, Moiseenko S G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **359** 333 (2005)
45. Geppert U, Küker M, Page D *Astron. Astrophys.* **457** 937 (2006)
46. Pérez-Azorín J F, Miralles J A, Pons J A *Astron. Astrophys.* **451** 1009 (2006)
47. Akgün T et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **433** 2445 (2013)
48. Gavriil F P, Kaspi V M, Woods P M *Nature* **419** 142 (2002)
49. Kaspi V M *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **107** 7147 (2010)
50. Rea N et al. *Astrophys. J.* (2014), in press
51. Rea N et al. *Astrophys. J.* **770** 65 (2013)
52. Kaspi V M, Roberts M S E, Harding A K, in *Compact Stellar X-Ray Sources* (Cambridge Astrophysics Series, No. 39, Eds W Lewin, M van der Klis) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006) p. 279
53. Marsden D et al. *Astrophys. J.* **550** 397 (2001)
54. Ertan Ü et al. *Astrophys. Space Sci.* **308** 73 (2007)
55. Trümper J et al. *Astrophys. J.* **764** 49 (2013)
56. Бисноватый-Коган Г С, Ихсанов Н Р *Астрон. журн.* **91** 275 (2014); Bisnovatyi-Kogan G S, Ikhsanov N R *Astron. Rep.* **58** 217 (2014)
57. Малов И Ф, Мачабели Г З *Аномальные пульсары* (М.: Наука, 2009)
58. Малов И Ф *Астрон. журн.* **87** 1004 (2010); Malov I F *Astron. Rep.* **54** 925 (2010)
59. Boshkayev K et al. *Astron. Astrophys.* **555** A151 (2013)
60. Chandrasekhar S, Fermi E *Astrophys. J.* **118** 116 (1953)
61. Lai D, Shapiro E E *Astrophys. J.* **383** 745 (1991)
62. Bocquet M et al. *Astron. Astrophys.* **301** 757 (1995)
63. Cardall C, Prakash M, Lattimer J M *Astrophys. J.* **554** 322 (2001)
64. Kiuchi K, Kotake K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **385** 1327 (2008)
65. Frieben J, Rezzolla L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427** 3406 (2012)
66. Shabad A E, Usov V V *Phys. Rev. D* **73** 125021 (2006)
67. Pechenick K R, Ftacras C, Cohen J M *Astrophys. J.* **274** 846 (1983)
68. Page D *Astrophys. J.* **442** 273 (1995)
69. Pavlov G G, Zavlin V E *Astrophys. J.* **529** 1011 (2000)
70. Beloborodov A M *Astrophys. J.* **566** L85 (2002)
71. Железняков В В *Излучение в астрофизической плазме* (М.: Янус-К, 1997); Zheleznyakov V V *Radiation in Astrophysical Plasmas* (Dordrecht: Kluwer, 1996)
72. Poutanen J, Gierliński M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **343** 1301 (2003)
73. Poutanen J, Beloborodov A M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 836 (2006)
74. Гинзбург В Л, Озерной Л М ЖЭТФ **47** 1030 (1964); Ginzburg V L, Ozernoi L M *Sov. Phys. JETP* **20** 689 (1965)
75. Муслимов А Г, Цыган А И *Астрон. журн.* **63** 958 (1986); Muslimov A G, Tsygani A I Sov. Astron. **30** 567 (1986)
76. Pétri J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **433** 986 (2013)
77. Wilms J, Allen A, McCray R *Astron. J.* **542** 914 (2000)
78. Romanova M M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421** 63 (2012)
79. La Palombara N et al. *Astron. Astrophys.* **539** A82 (2012)
80. Harding A K, Lai D *Rep. Prog. Phys.* **69** 2631 (2006)
81. Medin Z, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406** 1379 (2010)

82. Beloborodov A M *Astrophys. J.* **762** 13 (2013)
83. Burwitz V et al. *Astron. Astrophys.* **399** 1109 (2003)
84. Potekhin A Y et al. *Astrophys. J.* **594** 404 (2003)
85. Pons J, Miralles J A, Geppert U *Astron. Astrophys.* **496** 207 (2009)
86. Lorenz C P, Ravenhall D G, Pethick C J *Phys. Rev. Lett.* **70** 379 (1993)
87. Pethick C J, Potekhin A Y *Phys. Lett. B* **427** 7 (1998)
88. Pearson J M, Goriely S, Chamel N *Phys. Rev. C* **83** 065810 (2011)
89. Potekhin A Y, Chabrier G *Phys. Rev. E* **62** 8554 (2000)
90. Potekhin A Y, Chabrier G *Astron. Astrophys.* **550** A43 (2013)
91. Alcock C, Illarionov A *Astrophys. J.* **235** 534 (1980)
92. Hameury J M, Heyvaerts J, Bonazzola S *Astron. Astrophys.* **121** 259 (1983)
93. Brown E F, Bildsten L, Chang P *Astrophys. J.* **574** 920 (2002)
94. Chang P, Bildsten L, Arras P *Astrophys. J.* **723** 719 (2010)
95. Beznogov M V, Yakovlev D G *Phys. Rev. Lett.* **111** 161101 (2013)
96. Gudmundsson E H, Pethick C J, Epstein R I *Astrophys. J.* **272** 286 (1983)
97. Yakovlev D G, Pethick C J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **42** 169 (2004)
98. Ventura J, Potekhin A Y, in *The Neutron Star — Black Hole Connection. Proc. of the NATO Advanced Study Institute, Elounda, Crete, Greece, 7–18 June 1999* (NATO Science Series C, Vol. 567, Eds C Kouveliotou, E P J van den Heuvel, J Ventura) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2001) p. 393
99. Соболев В В *Курс теоретической астрофизики* 2-е изд. (М.: Наука, 1975); Sobolev V V *Course in Theoretical Astrophysics* (Springfield: NASA, 1969)
100. Shibanov Yu A et al., in *The Many Faces of Neutron Stars* (NATO Science Series C, Vol. 515, Eds R Buccieri, J van Paradijs, M A Alpar) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998) p. 553
101. Tsai Y-S *Rev. Mod. Phys.* **46** 815 (1974)
102. Bogdanov S, Rybicki G B, Grindlay J E *Astrophys. J.* **670** 668 (2007)
103. Rosseland S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **84** 525 (1924)
104. Mihalas D *Stellar Atmospheres* 2nd ed. (San Francisco: W.H. Freeman, 1978); Михалас Д *Звездные атмосфера* Ч. 1, 2 (Пер. с англ. под ред. В В Иванова) (М.: Мир, 1982)
105. Potekhin A Y, Chabrier G, Yakovlev D G *Astrophys. Space Sci.* **308** 353 (2007); corrected version: astro-ph/0611014, v3
106. Котов Ю Д, Кельнер С Р, Боговалов С В *Письма в Астрон. журн.* **12** 402 (1986); Kotov Yu D, Kel'ner S R, Bogovalov S V *Sov. Astron. Lett.* **12** 168 (1986)
107. Шкловский И С *Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы* 2-е изд. (М.: Наука, 1976); Shklovskii I S *Supernovae* (London: Wiley, 1968)
108. Шварцман В Ф *Астрон. журн.* **48** 438 (1971); Shvartsman V F *Sov. Astron.* **15** 342 (1971)
109. Blaes O M et al. *Astrophys. J.* **199** 634 (1992)
110. Липунов В М *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987); Lipunov V M *Astrophysics of Neutron Stars* (Berlin: Springer-Verlag, 1992)
111. Chiu H-Y, Salpeter E E *Phys. Rev. Lett.* **12** 413 (1964)
112. Chang P, Bildsten L *Astrophys. J.* **585** 464 (2003)
113. Rosen L C *Astrophys. Space Sci.* **1** 372 (1968)
114. Jones P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **184** 807 (1978)
115. Turolla R, Zane S, Drake J J *Astrophys. J.* **603** 265 (2004)
116. Zavlin V E, in *Neutron Stars and Pulsars* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 357, Ed. W Becker) (Berlin: Springer, 2009) p. 181
117. Haensel P, Zdunik J L *Astron. Astrophys.* **227** 431 (1990)
118. Haensel P, Zdunik J L *Astron. Astrophys.* **480** 459 (2008)
119. Bisnovatyi-Kogan G S, Chechetkin V M *Astrophys. Space Sci.* **26** 25 (1974)
120. Бисноватый-Коган Г С, Чечеткин В М *УФН* **127** 263 (1979); Bisnovatyi-Kogan G S, Chechetkin V M *Sov. Phys. Usp.* **22** 89 (1979)
121. Yakovlev D G et al. *Astron. Astrophys.* **417** 169 (2004)
122. Levenfish K P, Haensel P *Astrophys. Space Sci.* **308** 457 (2007)
123. Ho W C G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **418** L99 (2011)
124. Wijnands R, Degenaar N, Page D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **432** 2366 (2013)
125. Brown E F, Bildsten L, Rutledge R E *Astrophys. J.* **504** L95 (1998)
126. Сюняев Р А и др. *Письма в Астрон. журн.* **16** 136 (1990); Syunyaev R et al. *Sov. Astron. Lett.* **16** 59 (1990)
127. Wijnands R et al. *Astrophys. J.* **560** L159 (2001)
128. Shternin P S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** L43 (2007)
129. Jones P B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **351** 956 (2004)
130. Cackett E M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **372** 479 (2006)
131. Cackett E M et al. *Astrophys. J.* **722** L137 (2010)
132. Cackett E M et al. *Astrophys. J.* **687** L87 (2008)
133. Cackett E M et al. *Astrophys. J.* **774** 131 (2013)
134. Diaz Trigo M et al. *Astron. Astrophys.* **528** A150 (2011)
135. Degenaar N, Wijnands R, Miller J M *Astrophys. J.* **767** L31 (2013)
136. Fridriksson J K et al. *Astrophys. J.* **736** 162 (2011)
137. Page D, Reddy S *Phys. Rev. Lett.* **111** 241102 (2013)
138. Turlione A, Aguilera D N, Pons J A, arXiv:1309.3909
139. Degenaar N et al. *Astrophys. J.* **775** 48 (2013)
140. Heinke C O et al. *Astrophys. J.* **691** 1035 (2009)
141. Coti Zelati F et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **438** 2634 (2014)
142. Cackett E M et al. *Astrophys. J.* **720** 1325 (2010)
143. Degenaar N, Wijnands R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **422** 581 (2012)
144. Rutledge R E et al. *Astrophys. J.* **577** 346 (2002)
145. Becker W, Trümper J *Astron. Astrophys.* **326** 682 (1997)
146. Ng C-Y et al. *Astrophys. J.* **761** 65 (2012)
147. Shapiro S L, Teukolsky S A *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects* (New York: Wiley, 1983); Шапиро С, Тью колски С *Черные дыры, белые карлики и нетепловые звезды* Ч. 2 (Пер. с англ. под ред. Я А Смородинского) (М.: Мир, 1985)
148. Van Paradijs J *Nature* **274** 650 (1978)
149. Strohmayer T, Bildsten L, in *Compact Stellar X-Ray Sources* (Cambridge Astrophysics Series, No. 39, Eds W Lewin, M van der Klis) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006) p. 113
150. Hoffman J A, Marshall H L, Lewin W H G *Nature* **271** 630 (1978)
151. Suleimanov V F et al. *Astrophys. J.* **742** 122 (2011)
152. Basko M M, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **175** 395 (1976)
153. Лапидус И И, Сюняев Р А, Титарчук Л Г *Астрофизика* **23** 503 (1985); Lapidus I I, Syunyaev R A, Titarchuk L G *Astrophysics* **23** 663 (1985)
154. Иногамов Н А, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **25** 323 (1999); Inogamov N A, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **25** 269 (1999)
155. Иногамов Н А, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **36** 896 (2010); Inogamov N A, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **36** 848 (2010)
156. Gilfanov M, Revnivtsev M, Molkov S *Astron. Astrophys.* **410** 217 (2003)
157. Revnivtsev M G, Suleimanov V F, Poutanen J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **434** 2355 (2013)
158. Malofeev V M, Malov O I, Teplykh D A *Asrophys. Space Sci.* **308** 211 (2007)
159. Teplykh D et al. *AIP Conf. Proc.* **1357** 201 (2011)
160. De Luca A *AIP Conf. Proc.* **983** 311 (2008)
161. Harding A K *Frontiers Phys.* **8** 679 (2013)
162. Haberl F *Astrophys. Space Sci.* **308** 181 (2007)
163. Turolla R, in *Neutron Stars and Pulsars* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 357, Ed. W Becker) (Berlin: Springer, 2009) p. 141
164. Kondratiev V I et al. *Astrophys. J.* **702** 692 (2009); *Astrophys. J.* **708** 910 (2010), Erratum
165. Kaplan D L, van Kerkwijk M H *Astrophys. J.* **740** L30 (2011)
166. Halpern J P, Gotthelf E V *Astrophys. J.* **709** 436 (2010)
167. Gotthelf E V, Halpern J P, Alföldi J *Astrophys. J.* **765** 58 (2013)
168. Shabaltas N, Lai D *Astrophys. J.* **748** 148 (2012)
169. Rutledge R E, Fox D B, Shevchuk A H *Astrophys. J.* **672** 1137 (2008)
170. Halpern J P, Bogdanov S, Gotthelf E V *Astrophys. J.* **778** 120 (2013)
171. Sanwal D et al. *Astrophys. J.* **574** L61 (2002)
172. Bignami G F et al. *Nature* **423** 725 (2003)
173. Mori K, Chonko J C, Hailey, C J *Astrophys. J.* **631** 1082 (2005)
174. Haberl F et al. *Astron. Astrophys.* **420** 635 (2004)
175. Hambaryan V et al. *Astron. Astrophys.* **497** L9 (2009)
176. Schwone A D et al. *Astrophys. Space Sci.* **308** 619 (2007)
177. Cropper M et al. *Astrophys. Space Sci.* **308** 161 (2007)
178. Kaplan D, van Kerkwijk M *Astrophys. J.* **692** L62 (2009)

179. Schwipe A D et al. *Astron. Astrophys.* **499** 267 (2009)
180. van Kerkwijk M H et al. *Astrophys. J.* **608** 432 (2004)
181. Haberl F et al. *Astron. Astrophys.* **419** 1077 (2004)
182. Walter F M, Wolk S J, Neuhäuser R *Nature* **379** 233 (1996)
183. Burwitz V et al. *Astron. Astrophys.* **399** 1109 (2001)
184. Tiengo A et al. *Nature* **500** 312 (2013)
185. Strohmayer T E, Ibrahim A I *Astrophys. J.* **537** L111 (2000)
186. Ibrahim A I et al. *Astrophys. J.* **574** L51 (2002)
187. Kargaltsev O et al. *Science* **337** 946 (2012)
188. Zavlin V E, Pavlov G G, Shibanov Yu A *Astron. Astrophys.* **315** 141 (1996)
189. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* 2-е изд. (М.: Наука, 1967); Ginzburg V L *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* 2nd ed. (Oxford: Pergamon Press, 1970)
190. Donati J-F, Landstreet J D *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **47** 333 (2009)
191. Иванов В В *Перенос излучения и спектры небесных тел* (М.: Наука, 1969); Ivanov V V *Transfer of Radiation in Spectral Lines* (Washington, DC: National Bureau of Standards, 1973)
192. Chandrasekhar S *Radiative Transfer* (Oxford: Clarendon Press, 1950); Чандraseкар С *Перенос лучистой энергии* (Пер. с англ. под ред. Е С Кузнецова) (М.: ИЛ, 1953)
193. Haakonen C B et al. *Astrophys. J.* **749** 52 (2012)
194. Suleimanov V, Poutanen J, Werner K *Astron. Astrophys.* **545** A120 (2012)
195. Paczyński B *Astrophys. J.* **267** 315 (1983)
196. Ishimaru A *Wave Propagation and Scattering in Random Media Vol. 1 Single Scattering and Transport Theory* (New York: Academic Press, 1978); Исимару А *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. Однократное рассеяние и теория переноса* (Пер. с англ. под ред. В И Татарского) (М.: Мир, 1981)
197. Компанеец А С *ЖЭТФ* **31** 876 (1956); Kompaneets A S *Sov. Phys. JETP* **4** 730 (1957)
198. Завлин В Е, Шибанов Ю А *Астрон. журн.* **68** 999 (1991); Zavlin V E, Shibanov Yu A *Sov. Astron.* **35** 499 (1991)
199. Гребенев С А, Сюняев Р А *Письма в Астрон. журн.* **28** 175 (2002); Grebenev S A, Sunyaev R A *Astron. Lett.* **28** 150 (2002)
200. Suleimanov V F, Poutanen J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 2036 (2006)
201. Suleimanov V F, Poutanen J, Werner K *Astron. Astrophys.* **527** A139 (2011)
202. Carson T R *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **14** 95 (1976)
203. Rogers F J, Iglesias C A *Space Sci. Rev.* **85** 61 (1998)
204. Iglesias C A, Rogers F J *Astrophys. J.* **464** 943 (1996)
205. Seaton M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **362** L1 (2005)
206. Paxton B et al. *Astrophys. J. Suppl.* **208** 4 (2013); MESA, <http://mesa.sourceforge.net/>
207. Romani R W *Astrophys. J.* **313** 718 (1987)
208. Gännsicke B T, Braje T M, Romani R W *Astron. Astrophys.* **386** 1001 (2002)
209. Heinke C O et al. *Astrophys. J.* **644** 1090 (2006)
210. Arnaud K A *ASP Conf. Ser.* **101** 17 (1996); XSPEC: An X-Ray Spectral Fitting Package, <http://starchild.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>
211. Suleimanov V F et al. *Astrophys. J. Suppl.* **210** 13 (2014)
212. Rajagopal M, Romani R W *Astrophys. J.* **461** 327 (1996)
213. Pons J A et al. *Astrophys. J.* **564** 981 (2002)
214. Ho W C G, Heinke C O *Nature* **462** 71 (2009)
215. London R A, Howard W M, Taam R E *Astrophys. J.* **287** L27 (1984)
216. London R A, Taam R E, Howard W M *Astrophys. J.* **306** 170 (1986)
217. Лапидус И И, Сюняев Р А, Титарчук Л Г *Письма в Астрон. журн.* **12** 918 (1986); Lapidus I I, Syunyaev R A, Titarchuk L G *Astron. Lett.* **12** 383 (1986)
218. Kaminker A D et al. *Astron. Astrophys.* **220** 117 (1989)
219. Zamfir M, Cumming A, Galloway D K *Astrophys. J.* **749** 69 (2012)
220. Heger A et al. *Astrophys. J.* **671** L141 (2007)
221. Özel F, Baym G, Güver T *Phys. Rev. D* **82** 101301(R) (2010)
222. Özel F *Rep. Prog. Phys.* **76** 016901 (2013)
223. Güver T, Özel F *Astrophys. J.* **765** L1 (2013)
224. Werner K, Deetjen J, in *Pulsar Astronomy – 2000 and Beyond* (ASP Conference Series, Vol. 202, Eds M Kramer, N Wex, R Wielebinski) (San Francisco: ASP, 2000) p. 623
225. Вайнштейн Л А, Собельман И И, Юков Е А *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979); Sobelman I I, Vainshtein L A, Yukov E A *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines* (Berlin: Springer-Verlag, 1981)
226. Potekhin A Y, Chabrier G, Chabrier D *Phys. Rev. E* **65** 036412 (2002)
227. Suleimanov V F, Werner K *Astron. Astrophys.* **466** 661 (2007)
228. Rauch T, Suleimanov V, Werner K *Astron. Astrophys.* **490** 1127 (2008)
229. Drake J J et al. *Astrophys. J.* **572** 996 (2002)
230. van Kerkwijk M H, Kulkarni S R *Astron. Astrophys.* **380** 221 (2001)
231. Gaensler B M, Slane P O *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44** 17 (2006)
232. Tiengo A, Mereghetti S *Astrophys. J.* **657** L101 (2007)
233. Heinke C O, Ho W C G *Astrophys. J.* **719** L167 (2010)
234. Page D et al. *Phys. Rev. Lett.* **106** 081101 (2011)
235. Shternin P S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** L108 (2011)
236. Posselt B et al. *Astrophys. J.* **779** 186 (2013)
237. Klochkov D et al. *Astron. Astrophys.* **556** A41 (2013)
238. Rutledge R E et al. *Astrophys. J.* **514** 945 (1999)
239. Rutledge R E et al. *Astrophys. J.* **580** 413 (2002)
240. Heinke C O et al. *Astrophys. J.* **598** 501 (2003)
241. Guillot S et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **392** 665 (2009)
242. Guillot S et al. *Astrophys. J.* **772** 7 (2013)
243. Servillat M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 1556 (2012)
244. Catuneanu A et al. *Astrophys. J.* **764** 145 (2013)
245. Cadeau C et al. *Astrophys. J.* **654** 458 (2007)
246. Гарасев М А, Дерисhev Е В, Коcharovsky Вл В *Изв. вузов. Радиофизика* **54** 335 (2011); Garasyov M A, Derishev E V, Kocharovskiy Vl V *Radiophys. Quantum Electron.* **54** 304 (2011)
247. Durant M et al. *Astrophys. J.* **746** 6 (2012)
248. Zavlin V E, Pavlov G G *Astron. Astrophys.* **329** 583 (1998)
249. Zavlin V E et al. *Astrophys. J.* **569** 894 (2002)
250. Bogdanov S, Grindlay J E, Rybicki G B *Astrophys. J.* **689** 407 (2008)
251. Bogdanov S, Grindlay J E, Rybicki G B *Astrophys. J.* **648** L55 (2006)
252. Bogdanov S *Astrophys. J.* **762** 96 (2013)
253. Verbiest J P W et al. *Astrophys. J.* **679** 675 (2008)
254. Deller A T et al. *Astrophys. J.* **685** L67 (2008)
255. Landau L Z. *Phys.* **64** 629 (1930); Ландау Л Д *Собрание трудов* Т. 1 (М.: Наука, 1969) с. 47
256. Соколов А А, Тернов И М *Релятивистский электрон* (М.: Наука, 1974); Sokolov A A, Ternov I M *Radiation from Relativistic Electrons* (New York: American Institute of Physics, 1986)
257. Armstrong B H, Nicholls R W *Emission, Absorption, and Transfer of Radiation in Heated Atmospheres* (Oxford: Pergamon Press, 1972)
258. Potekhin A Y, Pavlov G G *Astrophys. J.* **483** 414 (1997)
259. Ventura J, Nagel W, Mészáros P *Astrophys. J.* **233** L125 (1979)
260. Ventura J *Phys. Rev. D* **19** 1684 (1979)
261. Kaminker A D, Pavlov G G, Shibanov Yu A *Astrophys. Space Sci.* **86** 249 (1982)
262. Mészáros P *High-Energy Radiation from Magnetized Neutron Stars* (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1992)
263. Pavlov G G, Shibanov Yu A, Yakovlev D G *Astrophys. Space Sci.* **73** 33 (1980)
264. Suleimanov V F, Pavlov G G, Werner K *Astrophys. J.* **751** 15 (2012)
265. Павлов Г Г, Панов А Н *ЖЭТФ* **71** 572 (1976); Pavlov G G, Panov A N *Sov. Phys. JETP* **44** 300 (1976)
266. Potekhin A Y, Chabrier G *Astrophys. J.* **585** 955 (2003)
267. Potekhin A Y *Astron. Astrophys.* **518** A24 (2010)
268. Potekhin A Y, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **376** 793 (2007)
269. Pavlov G G et al., in *The Lives of the Neutron Stars* (NATO ASI Series C, Vol. 450, Eds M A Alpar, Ü Kiziloglu, J van Paradijs) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1995) p. 71
270. Cohen R, Lodenquai J, Ruderman M *Phys. Rev. Lett.* **25** 467 (1970)
271. Loudon R *Am. J. Phys.* **27** 649 (1959)
272. Hasegawa H, Howard R E *J. Phys. Chem. Solids* **21** 179 (1961)
273. Garstang R H *Rep. Prog. Phys.* **40** 105 (1977)
274. Ruder H et al. *Atoms in Strong Magnetic Fields* (Berlin: Springer-Verlag, 1994)

275. Кадомцев Б Б *ЖЭТФ* **58** 1765 (1970); Kadomtsev B B *Sov. Phys. JETP* **31** 945 (1970)
276. Lieb E H, Solovej J P, Yngvason J *Phys. Rev. Lett.* **69** 749 (1992)
277. Haines L K, Roberts D H *Am. J. Phys.* **37** 1145 (1969)
278. Кадомцев Б Б, Кудрявцев В С *Письма ЖЭТФ* **13** 61 (1971); Kadomtsev B B, Kudryavtsev V S *JETP Lett.* **13** 42 (1971)
279. Simola J, Virtamo J *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **11** 3309 (1978)
280. Rosner R et al. *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **17** 29 (1984)
281. Forster H et al. *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **17** 1301 (1984)
282. Potekhin A Y, Pavlov G G, Ventura J *Astron. Astrophys.* **317** 618 (1997)
283. Potekhin A Y *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **31** 49 (1998)
284. Попов В С, Карнаков Б М *ЖЭТФ* **141** 5 (2012); Popov V S, Karnakov B M *JETP* **114** 1 (2012)
285. Surmilian G L, O'Connell R F *Astrophys. J.* **190** 741 (1974)
286. Wunner G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **198** 769 (1982)
287. Al-Hujaj O-A, Schmelcher P *Phys. Rev. A* **70** 023411 (2004)
288. Jones P B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **216** 503 (1985)
289. Relovsky B M, Ruder H *Phys. Rev. A* **53** 4068 (1996)
290. Braun M *Phys. Rev. A* **65** 033415 (2002)
291. Jones M D, Ortiz G, Ceperley D M *Phys. Rev. E* **55** 6202 (1997)
292. Bücheler S et al. *Phys. Rev. A* **76** 032501 (2007)
293. Фок В А *Начала квантовой механики* 2-е изд. (М.: Наука, 1976); Fock V A *Fundamentals of Quantum Mechanics* (Moscow: Mir Publ., 1978)
294. Froese Fischer C *The Hartree–Fock Method for Atoms: A Numerical Approach* (New York: Wiley, 1977)
295. Miller M C, Neuhauser D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **253** 107 (1991)
296. Engel D, Klews M, Wunner G *Comput. Phys. Commun.* **180** 302 (2009)
297. Medin Z, Lai D, Potekhin A Y *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **383** 161 (2008)
298. Иванов М В *Оптика и спектроск.* **70** 259 (1991); Ivanov M V *Opt. Spectrosc.* **70** 148 (1991); *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **27** 4513 (1994)
299. Ivanov M V, Schmelcher P *Phys. Rev. A* **61** 022505 (2000)
300. Schimeczek C, Engel D, Wunner G *Comput. Phys. Commun.* **183** 1502 (2012)
301. Mori K, Hailey C J *Astrophys. J.* **564** 914 (2002)
302. Schmelcher P, Detmer T, Cederbaum L S *Phys. Rev. A* **64** 023410 (2001)
303. Lai D *Rev. Mod. Phys.* **73** 629 (2001)
304. Detmer T, Schmelcher P, Cederbaum L S *Phys. Rev. A* **57** 1767 (1998)
305. Kubo A *J. Phys. Chem. A* **111** 5572 (2007)
306. Kappes U, Schmelcher P *Phys. Rev. A* **53** 3869 (1996)
307. Херсонский В К *Астрон. журн.* **64** 1233 (1987); Khersonskii V K *Sov. Astron.* **31** 646 (1987)
308. Mori K, Heyl J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **376** 895 (2007)
309. Turbiner A V *Astrophys. Space Sci.* **308** 267 (2007)
310. Turbiner A V, López Vieyra J C, Guevara N L *Phys. Rev. A* **81** 042503 (2010)
311. Medin Z, Lai D *Phys. Rev. A* **74** 062507 (2006)
312. Lindgren K A U, Virtamo J T *J. Phys. B At. Mol. Phys.* **12** 3465 (1979)
313. Chen Z, Goldman S P *Phys. Rev. A* **45** 1722 (1992)
314. Nakashima H, Nakatsuji H *Astrophys. J.* **725** 528 (2010)
315. Heisenberg W, Euler H Z *Phys.* **98** 714 (1936)
316. Schubert C *Nucl. Phys. B* **585** 407 (2000)
317. Shabad A E, Usov V V *Phys. Rev. Lett.* **98** 180403 (2007)
318. Shabad A E, Usov V V *Phys. Rev. D* **77** 025001 (2008)
319. Machet B, Vysotsky M I *Phys. Rev. D* **83** 025022 (2011)
320. Al-Hujaj O-A, Schmelcher P *Phys. Rev. A* **67** 023403 (2003)
321. Johnson B R, Hirschfelder J O, Yang K-H *Rev. Mod. Phys.* **55** 109 (1983)
322. Baye D, Vincke M *Phys. Rev. A* **42** 391 (1990)
323. Гор'ков Л П, Дзялошинский И Е *ЖЭТФ* **53** 717 (1967); Gor'kov L P, Dzyaloshinskii I E *Sov. Phys. JETP* **26** 449 (1968)
324. Буркова Л А и др. *ЖЭТФ* **71** 526 (1976); Burkova L A et al. *Sov. Phys. JETP* **44** 276 (1976)
325. Ипатова И П, Маслов А Ю, Субашев А В *ЖЭТФ* **87** 1804 (1984); Ipatova I P, Maslov A Yu, Subashiev A V *Sov. Phys. JETP* **60** 1037 (1984)
326. Vincke M, Le Dourneuf M, Baye D *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **25** 2787 (1992)
327. Potekhin A Y *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **27** 1073 (1994)
328. Vincke M, Baye D *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **21** 2407 (1988)
329. Pavlov G G, Mészáros P *Astrophys. J.* **416** 752 (1993)
330. Bezhastnov V G, Pavlov G G, Ventura J *Phys. Rev. A* **58** 180 (1998)
331. Pavlov G G, Bezhastnov V G *Astrophys. J.* **635** L61 (2005)
332. Däppen W *Rev. Mexicana Astron. Astrofis.* **23** 141 (1992)
333. Rogers F J *Phys. Plasmas* **7** 51 (2000)
334. Rogers F J, Swenson F J, Iglesias C A *Astrophys. J.* **456** 902 (1996)
335. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Ч. 1 (М.: Наука, 1976); Landau L D, Lifshitz E M *Statistical Physics* Pt. 1 (Oxford: Butterworth-Heinemann, 1980)
336. Van Leeuwen H-J *J. Physique Radium VI* **2** 361 (1921)
337. Fermi E *Z. Phys.* **26** 54 (1924)
338. Херсонский В К *Астрон. журн.* **64** 433 (1987); Khersonskii V K *Sov. Astron.* **31** 225 (1987)
339. Rajagopal M, Romani R, Miller M C *Astrophys. J.* **479** 347 (1997)
340. Hummer D G, Mihalas D *Astrophys. J.* **331** 794 (1988)
341. Inglis D R, Teller E *Astrophys. J.* **90** 439 (1939)
342. Ecker G, Kröll W *Phys. Fluids* **6** 62 (1963)
343. Rogers F J *Astrophys. J.* **310** 723 (1986)
344. Stehlé C, Jacquemot S *Astron. Astrophys.* **271** 348 (1993)
345. Potekhin A Y *Phys. Plasmas* **3** 4156 (1996)
346. Miller M C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **255** 129 (1992)
347. Mori K, Hailey C J *Astrophys. J.* **648** 1139 (2006)
348. Mori K, Ho W C G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **377** 905 (2007)
349. Potekhin A Y, Chabrier G, Shibanov Yu A *Phys. Rev. E* **60** 2193 (1999); *Phys. Rev. E* **63** 019901 (2000), Erratum
350. Potekhin A Y, Chabrier G *Astrophys. J.* **600** 317 (2004)
351. Callen J D *Fundamentals of Plasma Physics* (Madison: Univ. of Wisconsin, 2006); <http://homepages.cae.wisc.edu/~callen/book.html>
352. Ruderman M *Phys. Rev. Lett.* **27** 1306 (1971)
353. Medin Z, Lai D *Phys. Rev. A* **74** 062508 (2006)
354. Ebeling W, Norman G J *Stat. Phys.* **110** 861 (2003)
355. Salpeter E E *Astrophys. J.* **134** 669 (1961)
356. Rögnvaldsson Ö E et al. *Astrophys. J.* **416** 276 (1993)
357. Thorolfsson A et al. *Astrophys. J.* **502** 847 (1998)
358. Lai D, Salpeter E E *Astrophys. J.* **491** 270 (1997)
359. Medin Z, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **382** 1833 (2007)
360. Гнедин Ю Н, Павлов Г Г *ЖЭТФ* **65** 1806 (1973); Gnedin Yu N, Pavlov G G *Sov. Phys. JETP* **38** 903 (1974)
361. Nagel W *Astrophys. J.* **236** 904 (1980)
362. Шибанов Ю А, Завлин В Е *Письма в Астрон. журн.* **21** 5 (1995); Shibanov Yu A, Zavlin V E *Astron. Lett.* **21** 3 (1995)
363. Bulik T, Pavlov G G *Astrophys. J.* **469** 373 (1996)
364. Potekhin A Y et al. *Astrophys. J.* **612** 1034 (2004)
365. Novick R et al. *Astrophys. J.* **215** L117 (1977)
366. Гнедин Ю Н, Павлов Г Г, Шибанов Ю А *Письма в Астрон. журн.* **4** 214 (1978); Gnedin Yu N, Pavlov G G, Shibanov Yu A *Sov. Astron. Lett.* **4** 117 (1978)
367. Pavlov G G, Gnedin Yu N *Sov. Sci. Rev. E Astrophys. Space Phys.* **3** 197 (1984)
368. Adler S L *Ann. Physics* **67** 599 (1971)
369. Heyl J S, Hernquist L *Phys. Rev. D* **55** 2449 (1997)
370. Kohri K, Yamada S *Phys. Rev. D* **65** 043006 (2002)
371. Shaviv N J, Heyl J S, Lithwick Y *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **306** 333 (1999)
372. Heyl J S, Shaviv N J *Phys. Rev. D* **66** 023002 (2002)
373. Van Adelsberg M, Perna R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399** 1523 (2009)
374. Шафранов В Д, в сб. *Вопросы теории плазмы* Вып. 3 (Под ред. М А Леонтьевича) (М.: Госатомиздат, 1963) с. 3; Shafranov V D, in *Reviews of Plasma Physics* Vol. 3 (Ed. M A Leontovich) (New York: Consultants Bureau, 1967) p. 1
375. Ho W C G, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **338** 233 (2003)
376. Shibanov Yu A et al. *Astron. Astrophys.* **266** 313 (1992)

377. Zavlin V E et al. *Astron. Astrophys.* **297** 441 (1995)
378. Van Adelsberg M, Lai D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 1495 (2006)
379. Zane S et al. *Astrophys. J.* **560** 384 (2001)
380. Lai D, Ho W C G *Astrophys. J.* **566** 373 (2002)
381. Ho W C G, Potekhin A Y, Chabrier G *Astrophys. J. Suppl.* **178** 102 (2008)
382. Ho W C G, in *Magnetic Fields Throughout Stellar Evolution* (Proc. IAU Symp. 302, Eds M Jardine, P Petit, H C Spruit) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2014); arXiv:1311.5583
383. Itoh N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **173** 1P (1975)
384. Lenzen R, Trümper J *Nature* **271** 216 (1978)
385. Brinkmann W *Astron. Astrophys.* **82** 352 (1980)
386. Van Adelsberg M et al. *Astrophys. J.* **628** 902 (2005)
387. Pérez-Azorin J F, Miralles J A, Pons J A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **433** 275 (2005)
388. Potekhin A Y et al. *Astron. Astrophys.* **546** A121 (2012)
389. Motch C, Zavlin V E, Haberl F *Astron. Astrophys.* **408** 323 (2003)
390. Ho W C G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **375** 821 (2007)
391. Suleimanov V, Potekhin A Y, Werner K *Astron. Astrophys.* **500** 891 (2009)
392. Suleimanov V et al. *Astron. Astrophys.* **522** A111 (2010)
393. Chang P, Bildsten L *Astrophys. J.* **605** 830 (2004)
394. Ho W C G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **380** 71 (2007)
395. Kaplan D L, Van Kerkwijk M H, Anderson J *Astrophys. J.* **571** 447 (2002)
396. Walter F M, Lattimer J M *Astrophys. J.* **576** L145 (2002)
397. Van Kerkwijk M H, Kaplan D L *Astrophys. Space Sci.* **308** 191 (2007)
398. Kaplan D L, Van Kerkwijk M H, Anderson J *Astrophys. J.* **660** 1428 (2007)
399. Walter F M et al. *Astrophys. J.* **724** 669 (2010)
400. Van Kerkwijk M H, Kaplan D L *Astrophys. J.* **673** L163 (2008)
401. Hambaryan V et al. *Astron. Astrophys.* **534** A74 (2011)

Atmospheres and radiating surfaces of neutron stars

A.Y. Potekhin

*Ioffe Physical-Technical Institute,
ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 Saint Petersburg, Russian Federation
Tel./Fax +7 (812) 292 71 80. E-mail: palex@astro.ioffe.ru
Centre de Recherche Astrophysique de Lyon (CNRS, UMR 5574);
Ecole Normale Supérieure de Lyon;
Université de Lyon, Université Lyon 1;
Observatoire de Lyon,
9 avenue Charles André, 69230 Saint-Genis-Laval, France;
Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo,
Pulkovskoe shosse 65, 196140 Saint Petersburg, Russian Federation*

The early 21st century witnesses a dramatic rise in the study of thermal radiation of neutron stars. Modern space telescopes have provided a wealth of valuable information which, when properly interpreted, can elucidate the physics of superdense matter in the interior of these stars. This interpretation is necessarily based on the theory of formation of neutron star thermal spectra, which, in turn, is based on plasma physics and on the understanding of radiative processes in stellar photospheres. In this paper, the current status of the theory is reviewed with particular emphasis on neutron stars with strong magnetic fields. In addition to the conventional deep (semi-infinite) atmospheres, radiative condensed surfaces of neutron stars and "thin" (finite) atmospheres are considered.

PACS numbers: 97.10.Ex, 97.10.Ld, 97.60.Jd

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201408a.0793

Bibliography — 401 references

Received 19 September 2013, revised 10 November 2013

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (8) 793–832 (2014)

Physics – Uspekhi **57** (8) (2014)