

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ

На правах рукописи

ГУСАКОВ МИХАИЛ ЕВГЕНЬЕВИЧ

**ОСТЫВАНИЕ И ПУЛЬСАЦИИ СВЕРХТЕКУЧИХ
НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД**

Специальность 01.03.02 – астрофизика и радиоастрономия

АВТОРЕФЕРАТ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2006

Работа выполнена в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН.

Научный руководитель доктор физико-математических наук
Яковлев Д.Г.

Официальные оппоненты доктор физико-математических наук,
профессор Топтыгин И.Н.
кандидат физико-математических наук
Попов С.Б.

Ведущая организация Главная астрономическая обсерватория РАН

Защита состоится «___» _____ 2006 г. в _____ на заседании Диссертационного Совета Д 002.205.03 при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН.

Автореферат разослан «___» _____ 2006 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
кандидат физико-математических наук _____ Орбели А.Л.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. Нейтронные звезды являются уникальными астрофизическими объектами. Вследствие чрезвычайной компактности (радиус нейтронной звезды $R \sim 10$ км, а масса порядка солнечной массы, $M \sim M_{\odot}$), центральные плотности в таких звездах могут достигать нескольких ядерных плотностей ρ_0 ($\rho_0 \approx 2.8 \times 10^{14}$ г см⁻³). Поэтому нейтронные звезды можно рассматривать как природные лаборатории для исследования сверхплотного вещества. При этом существенно, что барионы в ядрах нейтронных звезд могут находиться в сверхтекучем состоянии.

Данная работа посвящена двум методам исследования внутренней структуры сверхтекучих нейтронных звезд. Первый метод связан с остыванием звезд. Выбирается определенная модель изолированной нейтронной звезды и теоретически исследуется ее тепловая эволюция. При выборе модели уравнение состояния и критические температуры перехода вещества в состояние сверхтекучести рассматриваются как свободные параметры, которые следует определить из сравнения теории с наблюдениями. При этом необходимо уметь правильно учитывать влияние сверхтекучести на нейтринные процессы, приводящие к охлаждению звезд. Первые три главы диссертационной работы посвящены теории остывания нейтронных звезд.

Второй метод связан с сейсмологией нейтронных звезд. Он начинает активно развиваться только сейчас. Предположим, что в результате какого-либо внешнего воздействия или внутренней неустойчивости в звезде возбуждены собственные колебания. Эти колебания могут влиять на электромагнитное излучение звезды, а также приводить к излучению гравитационных волн. Хотя гравитационные детекторы для обнаружения такого излучения еще только проектируются [1], пульсации нейтронных звезд уже обнаружены [2]. Анализ этих данных в принципе может позволить делать выводы о внутреннем строении нейтронных звезд. Последние три главы диссертационной работы посвящены этим вопросам.

Цели работы.

1. Исследование влияния сверхтекучести нуклонов на нейтринные потери энергии в реакциях модифицированного урка-процесса и при столкновениях нуклонов в ядрах нейтронных звезд, а также анализ новых сценариев остывания нейтронных звезд, удовлетворяющих наблюдательным данным.
2. Исследование нового эффективного механизма нейтринного охлаждения – прямого урка-процесса в мантии нейтронной звезды.
3. Расчет времен затухания радиальных надтепловых пульсаций нейтронных звезд с самосогласованным учетом их тепловой эволюции.
4. Исследование влияния конечных температур ядер сверхтекучих нейтронных звезд на пульсации этих звезд.

Новизна работы.

1. Рассчитаны и аппроксимированы аналитическими формулами факторы подавления модифицированного урка-процесса и процессов излучения нейтрино при нуклон-нуклонных столкновениях совместной сверхтекучестью нейтронов и протонов различных типов.

2. На основе полученных факторов подавления проведено моделирование остывания нейтронных звезд с различными параметрами сверхтекучести в их ядрах. Показано, что существует качественная симметрия кривых остывания нейтронных звезд относительно инверсии моделей сверхтекучести нейтронов и протонов.
3. Предложен новый сценарий остывания нейтронных звезд, в котором все наблюдательные данные объясняются без привлечения прямого урка-процесса в качестве ускорителя остывания.
4. Исследован новый эффективный механизм нейтринного излучения – прямой урка-процесс в мантии нейтронной звезды. Проведено моделирование остывания нейтронных звезд с учетом этого процесса.
5. Исследована тепловая эволюция несверхтекучих нейтронных звезд, совершающих радиальные колебания.
6. Рассчитана температурная зависимость матрицы сверхтекучих плотностей нейтрон-протонной смеси в ядрах нейтронных звезд.
7. Впервые проанализировано влияние конечных температур в ядрах сверхтекучих нейтронных звезд на спектр их пульсаций. Показано, что частоты колебаний могут сильно зависеть от температуры.

Достоверность научных результатов. Результаты диссертации получены аналитически или путем численного моделирования. Их достоверность подтверждается использованием адекватных математических и численных методов в рамках физически разумных приближений, применимость которых ограничена четко сформулированными критериями. Там, где это было возможно, результаты численных расчетов сверялись с теоретическими формулами, полученными в разных предельных случаях.

Практическая значимость работы. Результаты диссертации необходимы для исследования фундаментальных свойств вещества сверхъядерной плотности в ядрах нейтронных звезд, для численного моделирования остывания и колебаний сверхтекучих нейтронных звезд и адекватной интерпретации наблюдательных данных по их тепловому излучению.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Расчет и аналитическая аппроксимация факторов подавления, описывающих совместное влияние сверхтекучести нейтронов и протонов на модифицированный урка-процесс и на процессы нейтринного излучения при нуклон-нуклонном рассеянии.
2. Проведение расчетов остывания нейтронных звезд с новыми факторами подавления и определение новых сценариев остывания, объясняющих наблюдательные данные.
3. Предложение нового сценария остывания нейтронных звезд, не требующего привлечения прямого урка-процесса для объяснения наблюдений теплового излучения изолированных нейтронных звезд среднего возраста.
4. Исследование нового механизма нейтринного излучения – прямого урка-процесса в мантии нейтронной звезды и учет его влияния на остывание нейтронных звезд.
5. Исследование затухания надтепловых радиальных пульсаций несверхтекучих нейтронных звезд в процессе их тепловой эволюции.
6. Расчет температурной зависимости матрицы сверхтекучих плотностей

нейтрон-протонной смеси в ядрах нейтронных звезд.

7. Рассмотрение в рамках общей теории относительности радиальных пульсаций сверхтекучих нейтронных звезд; исследование эволюции спектра пульсаций со временем.

Апробация работы и публикации.

Результаты, вошедшие в диссертацию, были получены в период с 2002 по 2005 гг. и изложены в 20 печатных работах (включая 10 статей в реферируемых журналах). Результаты диссертационной работы были представлены на международных конференциях: International Nuclear Physics Conference (INPC 2004; Goeteborg, Sweden, 2004), International Workshop on Neutron Stars: Their Structure and Cooling (Trento, Italy, 2004), First Polish-French Workshop on the Timely Problems of Modern Astrophysics (Warsaw, Poland, 2004), International Conference on Cosmology and High Energy Astrophysics (Zeldovich-90; Moscow, Russia, 2004), International Conference on Theoretical Physics (Moscow, Russia, 2005), International Workshop on New Physics of Compact Stars (Trento, Italy, 2005), International Workshop XXXIV on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations (Hirschegg, Kleinwalsertal, Austria, 2006), Carpathian Summer School of Physics: "Exotic Nuclei and Nuclear/Particle Astrophysics" (Mamaia-Constanta, Romania, 2005); на всероссийских конференциях: Астрофизика высоких энергий (HEA 2003 и HEA 2005; Москва, 2003 и 2005), Cosmion (Ст.-Петербург, 2004), 7th Russian Conference on Physics of Neutron Stars (St.-Petersburg, 2005), XXXIX PNPI Winter School on Nuclear and Particle Physics and XI St.-Petersburg School on Theoretical Physics, (St.-Petersburg, Repino, 2005); на семинарах сектора теоретической астрофизики ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН (Санкт-Петербург, Россия), на астрофизическом семинаре теоретического отдела института Физических проблем им. П.Н. Лебедева РАН (Москва, Россия, 2006), на семинаре в Парижской обсерватории (Meudon, France, 2005), на семинаре Группы Общей Теории Относительности (Southampton University, Southampton, UK, 2005), а также на семинарах университета штата Мичиган (Лензинг, США, 2004), университетов Риккю и Васеда (Токио, Япония, 2005), Токийского университета (Япония, 2005) и Киотского университета (Япония, 2005).

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения, содержит 203 страницы печатного текста, в том числе 31 рисунок, 7 таблиц и список литературы, включающий 187 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **введении** к диссертации сформулированы цели и задачи работы, обоснована актуальность работы, новизна и достоверность результатов, приведены положения, выносимые на защиту.

В **главе 1** рассмотрено влияние сверхтекучести нуклонов на основные процессы нейтринного излучения в ядрах нейтронных звезд, состоящих из нейтронов (n), протонов (p) и электронов (e). На основе полученных результатов произведено моделирование остывания сверхтекучих нейтронных звезд.

В разделе 1.1.1 кратко рассмотрены основные нейтринные процессы в ядрах

нейтронных звезд. Наиболее мощными являются прямой урка-процесс:

$$n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e, \quad p + e \rightarrow n + \nu_e; \quad (1)$$

модифицированный урка-процесс:

$$n + N \rightarrow p + N + e + \bar{\nu}_e, \quad p + N + e \rightarrow n + N + \nu_e; \quad (2)$$

и процесс тормозного излучения нейтринных пар при нуклон-нуклонном рассеянии:

$$N + N \rightarrow N + N + \nu + \bar{\nu}, \quad (3)$$

где $N = n$ или p . Считается, что, на определенном этапе эволюции вещество нейтронных звезд переходит в сверхтекучее состояние [3]. Возникновение сверхтекучести приводит к появлению энергетической щели δ в зависимости энергии нуклонов от импульса, $\varepsilon(\mathbf{p})$. Вблизи ферми-поверхности ($|p - p_F| \ll p_F$) эта зависимость может быть представлена в виде [4]: $(\varepsilon - \mu)^2 = \delta^2 + v_F^2(p - p_F)^2$, где v_F – скорость частиц на поверхности Ферми; p_F – импульс Ферми. Сверхтекучесть с одной стороны подавляет нейтринные процессы (1)–(3), а с другой стороны открывает новый эффективный механизм излучения нейтрино при куперовском спаривании нуклонов:

$$N \rightarrow N + \nu + \bar{\nu}. \quad (4)$$

Расчеты сверхтекучих щелей в спектре нуклонов показывают, что протонное спаривание происходит в синглетном состоянии (1S_0) протонной пары. Нейтронное спаривание может происходить как в синглетном, так и в триплетном (3P_2) состоянии, причем синглетное спаривание обычно возникает в веществе не слишком высокой плотности ($\rho \lesssim \rho_0$), а триплетное – в более плотном веществе. Триплетное спаривание, в свою очередь, может быть нескольких типов, отличающихся значением проекции полного момента нуклонной пары на ось квантования ($|m_J| = 0, 1, 2$). Случай синглетного спаривания будем называть случаем А, триплетного спаривания с $m_J = 0$ – случаем В, а с $|m_J| = 2$ – случаем С.

Щель δ в спектре энергии нуклона можно представить в виде произведения двух функций: $\delta = \Delta(T)F(\theta)$, где T – температура вещества; $\Delta(T)$ – амплитуда, определяющая температурную зависимость щели; θ – угол между направлением импульса частицы \mathbf{p} и осью квантования. Для сверхтекучестей типа А, В, С функция $F(\theta)$ равна: $F_A = 1$, $F_B = \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}$, $F_C = \sin \theta$. Спаривание типа С выделяется среди остальных типов тем, что щель δ исчезает в некоторых точках ферми-поверхности (на ее полюсах). Это приводит к принципиально иной (степенной, а не экспоненциальной) зависимости нейтринных потерь энергии от амплитуды щели [7, 8].

В разделе 1.1.2 рассмотрено влияние совместной сверхтекучести нейтронов типа $X = A, B$ или C и протонов типа А на нейтринное энерговыделение в модифицированном урка-процессе. Энерговыделение Q_{mod}^N нейтронной или протонной ($N = n$ или p) ветвей этого процесса можно представить в виде: $Q_{\text{mod}}^N = Q_{\text{mod}0}^N R_{AX}^N$, где $Q_{\text{mod}0}^N$ – энерговыделение в несверхтекучем веществе; R_{AX}^N – фактор подавления данного процесса сверхтекучестью. В разделе 1.1.2

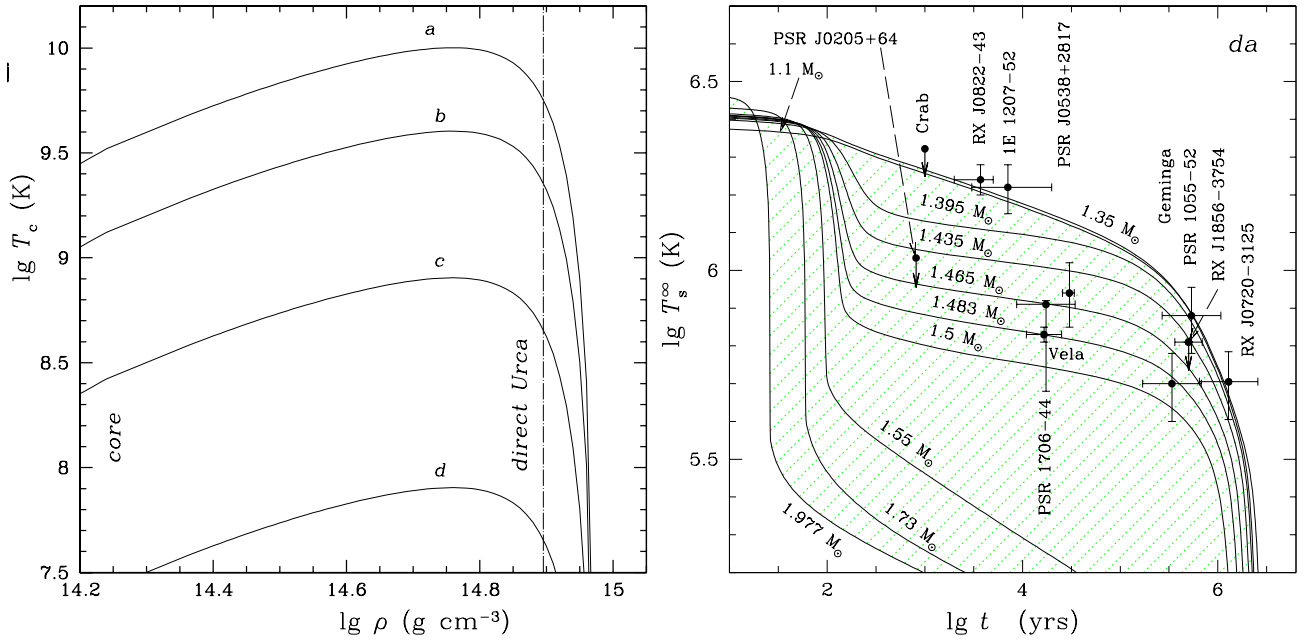


Рис. 1: Слева: использованные модельные зависимости критических температур нейтронов и/или протонов в ядре нейтронной звезды от плотности вещества ρ . Вертикальная штриховая линия указывает порог включения прямого урка-процесса (*direct Urca*). Справа: сравнение наблюдений с кривыми остывания нейтронных звезд с массами от 1.1 до 1.977 M_\odot (указаны около кривых) при слабой сверхтекучести нейтронов d (типа В или С) и сильной сверхтекучести протонов a . Заштрихована область, заполняемая кривыми остывания звезд разных масс.

получены аналитические выражения и различные асимптотики для факторов подавления R_{AA}^N , R_{AB}^N и R_{AC}^N . Результаты численных расчетов этих факторов аппроксимированы удобными аналитическими формулами и приведены в приложении 1.

В разделе 1.1.3 предложен способ приближенного вычисления факторов подавления нейтринного излучения при pn и pr рассеянии сверхтекучестью нейтронов типа С и сверхтекучестью протонов типа А.

В разделе 1.1.4 с помощью результатов, полученных в главе 1 и уже имевшихся в литературе [7], определены те процессы нейтринного излучения, которые доминируют при различных критических температурах нуклонов T_{cn} и T_{cp} и температурах вещества T .

В разделе 1.2.1 обсуждены наблюдательные данные – возраст t и поверхностные температуры T_s^∞ (с учетом гравитационного красного смещения) одиннадцати изолированных нейтронных звезд.

В разделе 1.2.2 рассмотрены модельные зависимости критической температуры нуклонов от плотности, $T_c(\rho)$, которые использованы при расчетах остывания нейтронных звезд. Выбраны четыре подобных колоколообразных профиля $T_c(\rho)$ с максимумами, равными: $T_c^{\max} = 10^{10}$, 4.0×10^9 , 8.0×10^8 , 8.0×10^7 К (модели a , b , c , d , соответственно, см. левую часть рис. 1).

В разделе 1.2.3 показано, что наблюдательные данные можно объяснить при помощи сильной сверхтекучести протонов a и слабой триплетной сверхтекучести нейтронов d (типа В или С, правая часть рис. 1). Этот вывод согласуется с результатами работы [9], полученными с использованием прибли-

женных факторов подавления нейтринных процессов.

На правой части рис. 1 построены кривые остывания – зависимости $T_s^\infty(t)$ для нейтронных звезд разных масс. В ядрах звезд использовалось умеренно жесткое уравнение состояния PAL88 [10] (модель I с модулем сжатия симметричной нуклонной материи ядерной плотности $K = 240$ МэВ). Данное уравнение состояния разрешает мощный прямой урка-процесс генерации нейтрино (1) при плотностях $\rho > \rho_D = 7.851 \times 10^{14}$ г см⁻³. Из рисунка следует, что в рамках выбранной модели сверхтекучести и уравнения состояния все источники можно интерпретировать как остывающие нейтронные звезды разных масс.

В *маломассивных* нейтронных звездах прямой урка-процесс запрещен, процесс куперовского спаривания нуклонов при данном выборе зависимостей $T_{\text{сн,р}}(\rho)$ не эффективен, а все другие нейтринные процессы с участием протонов сильно подавлены. В результате основным механизмом остывания является процесс нейтринного излучения (3) при нейтрон-нейтронных столкновениях ($nn \rightarrow nn\nu\bar{\nu}$). Источники RX J0822–43, 1E 1207–52, PSR B1055–52 и RX J0720–3125 (см. правую часть рис. 1) объясняются как маломассивные звезды.

В центральных слоях *массивных* нейтронных звезд плотности вещества столь высоки, а критические температуры столь низки (см. левую часть рис. 1), что прямой урка-процесс полностью открыт. Это приводит к очень быстрому остыванию таких звезд.

Наконец, в нейтронных звездах *средних масс* прямой урка-процесс открыт, но сильно подавлен сверхтекучестью протонов типа *a*. Мы получаем остывание, промежуточное между очень быстрым (массивные звезды) и очень медленным (маломассивные звезды). Все оставшиеся источники можно интерпретировать как остывающие нейтронные звезды средних масс.

В разделе 1.2.4 проведен анализ других возможных сценариев остывания. Показано, что имеет место качественная симметрия кривых остывания нейтронных звезд относительно инверсии моделей сверхтекучести нейтронов и протонов.

В разделе 1.2.5 рассмотрен дополнительный сценарий остывания, не противоречащий наблюдательным данным. А именно, если предположить, что сверхтекучесть нейтронов (типа В) является сильной (модель *a*), а сверхтекучесть протонов – слабой (модель *d*), то теория остывания также объясняет все источники (см. левую часть рис. 2). Напротив, теория не в состоянии объяснить наблюдательные данные (см. правую часть рис. 2), если вместо сверхтекучести нейтронов типа В рассмотреть сверхтекучесть типа С (при том же профиле $T_{\text{сн}}(\rho)$). Дело в том, что сверхтекучесть типа С слабее подавляет нейтринные процессы, что приводит к более интенсивному остыванию маломассивных звезд и звезд средних масс. В разделе 1.3 резюмированы основные результаты главы 1.

В главе 1, равно как и в большинстве публикаций по остыванию нейтронных звезд (кроме работы Пажа и др. [11]), для объяснения наблюдений наиболее холодных нейтронных звезд привлекался прямой урка-процесс или его аналог в экзотических фазах вещества (пионный/каонный конденсат, кварковое вещество). В **главе 2** предложен новый сценарий остывания нейтронных звезд. Показано, что ускоренное остывание, необходимое для объяснения

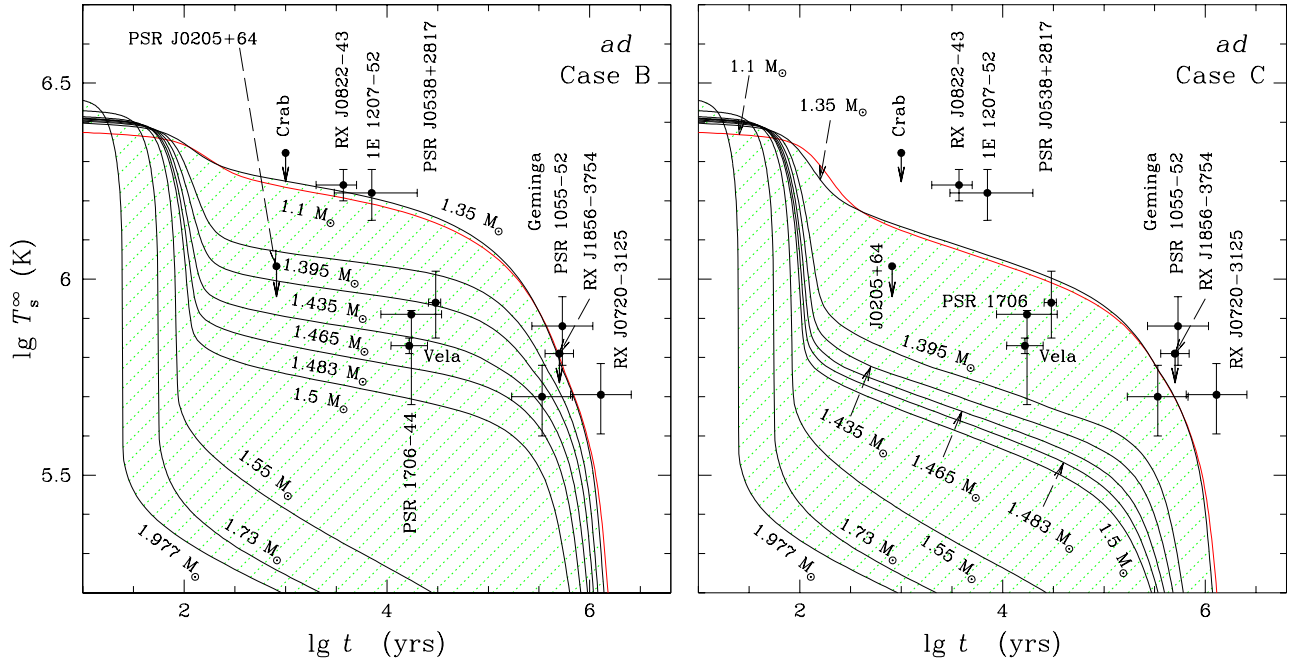


Рис. 2: То же, что на правой части рис. 1, но для модели a сильной сверхтекучести нейтронов типа В (слева) и С (справа) и модели d слабой сверхтекучести протонов.

наиболее холодных источников, обусловлено нейтринным излучением при куперовском спаривании нейтронов. Таким образом, необходимость в прямом урка-процессе отпадает.

В разделе 2.1 описан новый сценарий остывания. Выбрано уравнение состояния ядер нейтронных звезд [12], которое запрещает прямой урка-процесс для всех стабильных конфигураций звезд (с массой $M \leq M_{\max} = 2.05 M_\odot$). На рис. 3 (слева) представлены выбранные модели умеренной сверхтекучести нейтронов $nt1$ и сильной сверхтекучести протонов $p1$. Справа на том же рисунке построены кривые остывания нейтронных звезд разных масс, описывающие все наблюдательные данные.

Сильная протонная сверхтекучесть (с максимумом критической температуры $T_{\text{cr}}^{\max} \sim 7 \times 10^9 \text{ K}$) требуется для того, чтобы замедлить остывание маломассивных звезд с массой $M \lesssim M_{\max} = 1.1 M_\odot$ (то есть с центральной плотностью $\rho_c \lesssim 8 \times 10^{14} \text{ г см}^{-3}$). Выбранная сверхтекучесть нейтронов в маломассивных звездах слишком слаба (см. левую часть рис. 3), чтобы повлиять на остывание. Она не подавляет нейтринное излучение при нейтрон-нейтронных столкновениях, которое становится основным механизмом нейтринного остывания звезд.

Умеренная нейтронная сверхтекучесть (с максимумом критической температуры $T_{\text{cr}}^{\max} \sim 6 \times 10^8 \text{ K}$) нужна для того, чтобы ускорить остывание массивных нейтронных звезд ($\rho_c \gtrsim 10^{15} \text{ г см}^{-3}$). Ускорение остывания обусловлено излучением нейтрино при куперовском спаривании нейтронов, которое наиболее эффективно именно для выбранной модели умеренной сверхтекучести нейтронов.

В разделе 2.2 показано, что нейтринная светимость этого процесса (при $T \lesssim 0.6 T_{\text{cr}}^{\max}$) пропорциональна T^8 . Она имеет ту же температурную зави-

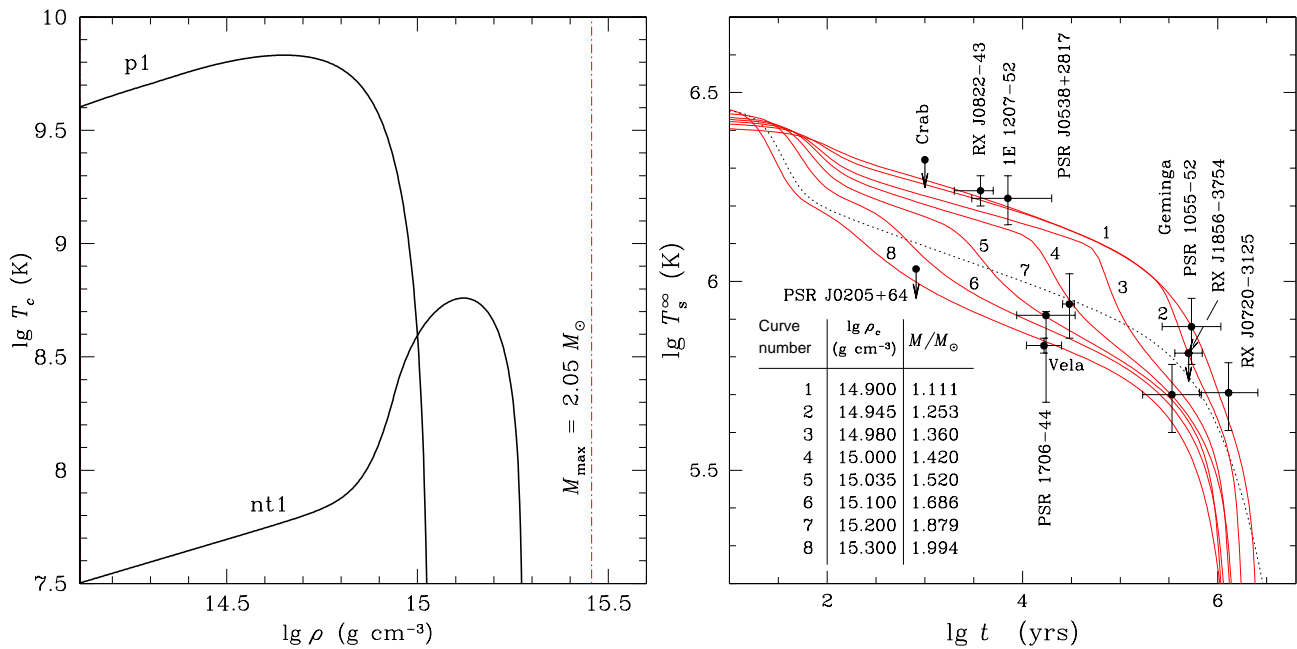


Рис. 3: Слева: Зависимость критической температуры протонов (модель p1) и нейтронов (модель nt1) от плотности в ядре нейтронной звезды; вертикальная штрих-пунктирная линия обозначает центральную плотность звезды максимальной массы. Справа: Теоретические кривые остывания восьми нейтронных звезд (1–8) с различными массами и данные наблюдений. Сплошные линии относятся к нейтронным звездам со сверхтекучестью протонов 1p и нейтронов 1nt (см. левую часть рисунка). Точечная линия 7 отвечает несверхтекучей звезде. На вставке дана таблица масс и центральных плотностей звезд 1–8.

симось, что и нейтринная светимость несверхтекучих маломассивных нейтронных звезд, однако может быть на один-два порядка выше.

В разделе 2.3 исследована чувствительность нового сценария остывания по отношению к выбору модели сверхтекучести нейтронов. Подчеркнуто, что для объяснения наблюдений необходимо наложить строгие ограничения на вид зависимости $T_{\text{cn}}(\rho)$ в ядре звезды.

В разделе 2.4 в рамках нового сценария рассмотрено влияние аккреционных оболочек, а также синглетной сверхтекучести свободных нейтронов в коре на остывание нейтронных звезд. Показано, что учет аккреционных оболочек позволяет снизить критические температуры протонов до величин $T_{\text{cp}}^{\text{max}} \sim 10^9$ К, что находится в согласии с результатами расчетов [5, 6].

В разделе 2.5 сформулированы основные результаты главы 2. Проведено сравнение представленного сценария с наиболее известными из литературы сценариями остывания нейтронных звезд.

В главе 3 предложен и исследован новый процесс нейтринного излучения – прямой урка-процесс в мантии нейтронной звезды. Обычный прямой урка-процесс (1) в ядрах нейтронных звезд является пороговым. Он разрешен для некоторых уравнений состояния (с высокой энергией симметрии ядерной материи) только в достаточно плотном веществе, в котором выполнено условие $p_{\text{Fn}} < p_{\text{Fp}} + p_{\text{Fe}}$, где p_{Fn} , p_{Fp} , p_{Fe} – ферми-импульсы нейтронов, протонов и электронов. Это условие следует из закона сохранения импульса в сильно вырожденном веществе. В ядрах маломассивных звезд прямой урка-процесс запрещен [7]. Важную роль в этих условиях может играть прямой урка-процесс

в мантии звезды. В мантии избыток импульса может поглощаться неоднородными ядерными структурами (раздел 3.1). В главе 3 рассмотрены два типа таких структур: инвертированные сферы и инвертированные цилиндры [13].

В разделе 3.2 приведены выражения для потенциальной энергии нуклонов в поле, создаваемом периодическими неоднородными ядерными структурами, а также выписано выражение для волновых (блоховских) функций нуклонов. С помощью этих функций рассчитано энерговыделение Q_{dur} в прямом урка-процессе (раздел 3.3). Результат представлен в виде:

$$Q_{\text{dur}}(T, \rho) = Q_{\text{dur}0}(T, \rho) R(\rho), \quad (5)$$

где $Q_{\text{dur}0}(T, \rho) \sim 4.0 \times 10^{27} (T/10^9)^6$ эрг см⁻³ с⁻¹ отвечает прямому урка-процессу в ядре звезды (в пренебрежении ограничением, связанным с законом сохранения импульса). Величина $R(\rho)$ представлена в виде суммы по векторам обратной решетки \mathbf{q} периодических ядерных структур. Ее можно назвать фактором подавления, который описывает ослабление прямого урка-процесса в мантии нейтронной звезды по сравнению с ядром звезды. Функция $R(\rho) \sim (10^{-4} - 10^{-5})$ рассчитана численно и аппроксимирована простой формулой.

В разделе 3.4 изучено влияние прямого урка-процесса в мантии на остывание маломассивных нейтронных звезд. Показано, что этот процесс может заметно изменить ход тепловой эволюции нейтронной звезды, если модифицированный урка-процесс в ядре звезды сильно подавлен сверхтекучестью нуклонов, в то время как сверхтекучесть нуклонов в мантии недостаточно сильна и прямой урка-процесс там подавлен слабо. В разделе 3.5 сформулированы результаты главы 3.

Глава 4 посвящена анализу тепловой эволюции пульсирующих звезд. Обычно при оценке времен затухания пульсаций вязким нагревом звезды пренебрегается (см., однако, работу [14]). Такое приближение ведет к экспоненциальному затуханию и не всегда оправдано, поскольку величины, определяющие скорость затухания (например, вязкость вещества), сами зависят от температуры (раздел 4.1).

В главе 4 для простого случая радиальных колебаний несверхтекучих нейтронных звезд в рамках общей теории относительности проведен самосогласованный расчет диссипации энергии колебаний с учетом тепловой эволюции звезд. В разделе 4.2 рассмотрены радиальные колебания звезды без учета диссипации. Сформулированы граничные условия, которые необходимо наложить на решения пульсационных уравнений. Найдены три первых моды радиальных колебаний звезды с массой $M = 1.4M_{\odot}$.

В разделе 4.3 описан неравновесный модифицированный урка-процесс [8], действие которого эквивалентно появлению эффективной объемной вязкости, вызывающей диссипацию пульсационной энергии и нагрев звезды. Мерой неравновесности этого процесса является отношение $\delta\mu/T$, где $\delta\mu = \mu_n - \mu_p - \mu_e$; μ_n , μ_p и μ_e – химические потенциалы нейтронов, протонов и электронов. Рассмотрен наиболее общий случай, когда отношение $\delta\mu/T$ произвольно. При $\delta\mu/T \gg 1$ зависимость темпа диссипации пульсационной энергии от амплитуды колебаний становится нелинейной.

В разделе 4.4 получены уравнения тепловой эволюции и затухания колебаний в пульсирующей звезде. Показано, что уравнение тепловой эволюции

может быть представлено в виде:

$$\frac{dE_{\text{th}}}{dt} = -L_{\text{phot}} - L_{\nu} + W_{\text{bulk}} + W_{\text{shear}}. \quad (6)$$

Здесь E_{th} – тепловая энергия звезды; L_{phot} и L_{ν} – фотонная и нейтринная светимости звезды с учетом гравитационного красного смещения; W_{bulk} – пульсационная энергия, диссипирующая в тепло в единицу времени за счет неравновесного модифицированного урка-процесса. Наконец, слагаемое W_{shear} описывает диссипацию пульсационной энергии благодаря сдвиговой вязкости. Аналитические выражения для величин L_{phot} , L_{ν} , W_{bulk} и W_{shear} приведены в разделе 4.4.

Поскольку вся энергия, которая идет на нагрев звезды, черпается из энергии пульсаций E_{puls} , то пульсационное уравнение имеет вид:

$$\frac{dE_{\text{puls}}}{dt} = -W_{\text{bulk}} - W_{\text{shear}}. \quad (7)$$

Система уравнений (6) и (7) имеет ряд частных аналитических решений, которые исследованы в разделе 4.5 (см. также [14]). Показано, что в большинстве случаев затухание колебаний носит степенной, а не экспоненциальный характер. Затухание колебаний становится экспоненциальным лишь при $T \lesssim 5.0 \times 10^8$ К, когда основным механизмом диссипации является сдвиговая вязкость.

В общем случае уравнения (6) и (7) не решаются аналитически и должны решаться численно. Анализ численных решений для звезды с массой $M = 1.4M_{\odot}$, в которой возбуждена фундаментальная мода колебаний, проведен в разделе 4.6. Показано, что эволюция колеблющейся звезды существенно зависит от отношения $\delta\mu/T$ и от механизма вязкого затухания (объемная или сдвиговая вязкость). Характерные времена затухания колебаний фундаментальной моды не превосходят 100–1000 лет.

В разделе 4.7 сформулированы результаты главы 4. В приложении 2 даны усредненные по периоду пульсаций нейтринное энерговыделение и темп вязкого нагрева звезды для прямого урка-процесса.

Глава 5 посвящена расчету матрицы сверхтекучих плотностей $\rho_{\alpha\alpha'}$ нейтрон-протонной смеси при конечной температуре. Матрица $\rho_{\alpha\alpha'}$ является прямым обобщением понятия сверхтекучей плотности на случай, когда вещество состоит из нескольких взаимодействующих сверхтекучих компонент. Матрицу $\rho_{\alpha\alpha'}$ можно определить с помощью соотношений (раздел 5.1, [15]):

$$\mathbf{J}_{\text{n}} = (\rho_{\text{n}} - \rho_{\text{nn}} - \rho_{\text{np}}) \mathbf{V}_{\text{qp}} + \rho_{\text{nn}} \mathbf{V}_{\text{ns}} + \rho_{\text{np}} \mathbf{V}_{\text{ps}}, \quad (8)$$

$$\mathbf{J}_{\text{p}} = (\rho_{\text{p}} - \rho_{\text{pp}} - \rho_{\text{pn}}) \mathbf{V}_{\text{qp}} + \rho_{\text{pp}} \mathbf{V}_{\text{ps}} + \rho_{\text{pn}} \mathbf{V}_{\text{ns}}. \quad (9)$$

Здесь $\rho_{\alpha} = m_{\alpha} n_{\alpha}$; n_{α} и m_{α} – концентрация и масса свободной частицы сорта $\alpha = \text{n}$ или p ; \mathbf{J}_{α} и $\mathbf{V}_{\alpha s}$ – плотность потока массы и сверхтекучая скорость частиц сорта α . (Напомним, что в сверхтекучем веществе возможны бездиссипативные движения с несколькими независимыми скоростями [4]). Далее, \mathbf{V}_{qp} – нормальная скорость движения тепловых возбуждений [4, 16]. Предполагается, что нормальные скорости протонной и нейтронной компонент смеси совпадают.

Матрица сверхтекучих плотностей важна в гидродинамике и кинетике ядер нейтронных звезд. При $T = 0$ матрица $\rho_{\alpha\alpha'}$ рассчитана в работах [17, 18].

В разделе 5.2 в рамках теории ферми-жидкости Ландау, обобщенной Ларкиным и Мигдалом [19], а также Легеттом [20] на случай сверхтекучести, рассмотрена нейтрон-протонная смесь без токов. Получены стандартные дисперсионные соотношения для энергии $E_{\mathbf{p}}^{(\alpha)}$ (со щелью) и функции распределения нуклонов в термодинамически равновесном ядерном веществе.

В разделе 5.3 исследована та же система, но с учетом сверхтекучих токов. Показано, что наличие токов $\mathbf{Q}_{\alpha} \equiv m_{\alpha} \mathbf{V}_{\alpha s}$ приводит к изменению дисперсионных соотношений и функций распределения нуклонов. В частности, для энергии нуклона $\mathfrak{E}_{\mathbf{p}+\mathbf{Q}_{\alpha}}^{(\alpha)}$ сорта α с импульсом $\mathbf{p} + \mathbf{Q}_{\alpha}$ можно записать:

$$\mathfrak{E}_{\mathbf{p}+\mathbf{Q}_{\alpha}}^{(\alpha)} = E_{\mathbf{p}}^{(\alpha)} + \sum_{\alpha'} \gamma_{\alpha\alpha'}(\mathbf{p}) \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{Q}_{\alpha'}}{m_{\alpha'}}. \quad (10)$$

Матрица $\gamma_{\alpha\alpha'}(\mathbf{p})$ вычислена в разделе 5.3.2. Она выражается через параметры Ландау $F_1^{\alpha\beta}$ ядерной материи, а также через универсальную функцию температуры Φ_{α} , аппроксимационная формула для которой дана в приложении 3. В разделе 5.4 показано, что

$$\rho_{\alpha\alpha'} = \rho_{\alpha} \gamma_{\alpha\alpha'} (1 - \Phi_{\alpha}). \quad (11)$$

Выражение (11) исследовано в разных предельных случаях (раздел 5.4.1). Для однокомпонентной жидкости, а также в пределе нулевых температур, формула (11) переходит в формулы, приведенные в работах [17, 20].

Способ вычисления параметров Ландау $F_1^{\alpha\beta}$, которые нужны для определения матрицы $\rho_{\alpha\alpha'}$, изложен в разделе 5.4.2. Аппроксимационные выражения для параметров Ландау симметричной ядерной материи и чистого нейтронного вещества приведены в приложении 4. В разделе 5.5 даны выводы главы 5. Отмечено, что температурная зависимость матрицы $\rho_{\alpha\alpha'}$, которая целиком (в модели БКШ) содержится в универсальной функции $\Phi_{\alpha}(T)$, известна достаточно надежно. Этого нельзя сказать о параметрах Ландау асимметричной ядерной материи, дальнейшее уточнение которых крайне желательно.

Заключительная **глава 6** посвящена исследованию пульсаций сверхтекучих нейтронных звезд при отличных от нуля температурах в их ядрах. На примере радиальных пульсаций продемонстрирована важность эффектов, связанных с конечными температурами ядер звезд. Отметим, что во всех предшествующих расчетах при исследовании глобальных пульсаций сверхтекучих нейтронных звезд использовалось приближение нулевых температур. Во многих случаях такое приближение не оправдано: в нейтронной звезде существуют области, где $T \sim T_{\text{сн}}$; в таких областях учет температурных эффектов необходим (раздел 6.1).

В разделе 6.2 рассмотрены общие релятивистские уравнения бездиссипативной гидродинамики для сверхтекучих смесей. Показано, как матрица сверхтекучих плотностей $\rho_{\alpha\alpha'}$, вычисленная в главе 5, связана с аналогом этой матрицы в релятивистской гидродинамике.

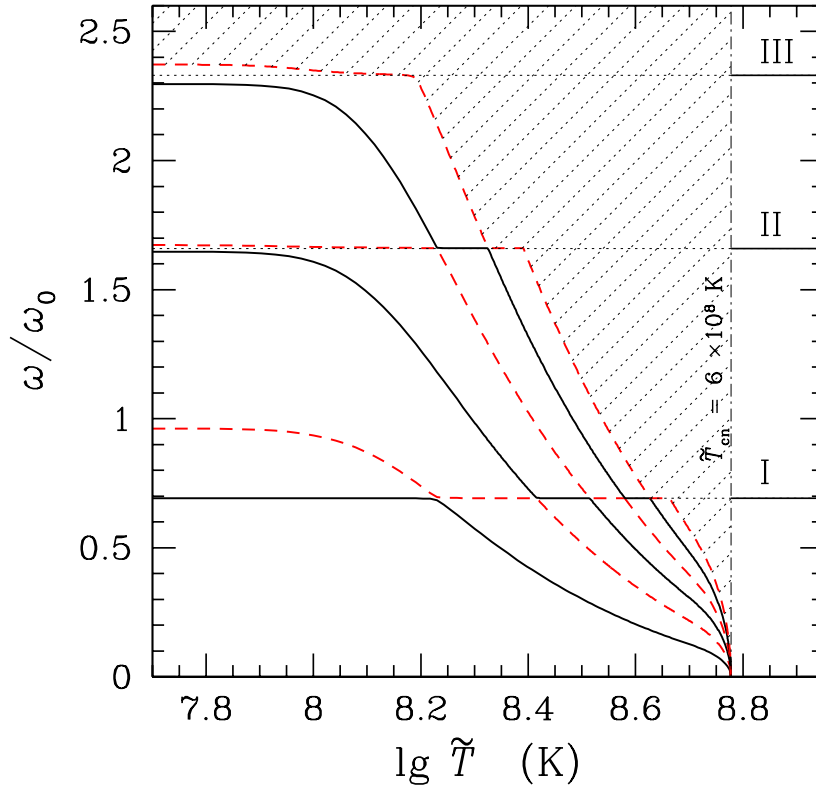


Рис. 4: Собственные частоты ω (в единицах $\omega_0 = c/R$) колеблющейся нейтронной звезды в зависимости от температуры ядра звезды \tilde{T} с учетом красного смещения. Критическая температура нейтронов \tilde{T}_{en} показана вертикальной штрих-пунктирной линией. Горизонтальные точечные линии, переходящие в сплошные линии при $\tilde{T} > \tilde{T}_{\text{en}}$, указывают на первые три собственных частоты (I, II, III) несверхтекучей звезды. В заштрихованной области спектр не строился. Штриховые кривые соответствуют "сверхтекучим" модам при $\tilde{T} \ll \tilde{T}_{\text{en}}$, сплошные кривые соответствуют "нормальным" модам при $\tilde{T} \ll \tilde{T}_{\text{en}}$.

В разделе 6.3 изучена структура гидростатически равновесных сверхтекучих нейтронных звезд. Продемонстрировано, что в области звезды, в которой существует нейтронная сверхтекучесть, внутренняя температура T , взятая с учетом красного смещения, должна быть постоянна: $\tilde{T} = T e^{\nu_0/2} = \text{constant}$ (ν_0 – временная метрическая функция). Напротив, сверхтекучесть протонов не накладывает ограничений на внутреннюю температуру, поскольку протоны сцеплены с электронами электромагнитными силами и ведут себя как часть нормальной (несверхтекучей) жидкости вне зависимости от того, сверхтекучи они или нет.

В разделе 6.4 получена система двух пульсационных уравнений для описания радиальных колебаний сверхтекучих нейтронных звезд. Число уравнений удвоилось по сравнению со случаем нормальной звезды, поскольку возникла дополнительная степень свободы, связанная с движением сверхтекучих нейтронов. Условия на границе сверхтекучей и нормальной фаз сформулированы в разделе 6.4.3 для модели нейтронной звезды со сверхтекучим ядром.

В разделе 6.5 исследованы высокочастотные решения полученной системы пульсационных уравнений – звук в сверхтекучем веществе. Анализ проведен как для "замороженного" ядерного состава, так и для вещества, находящегося в состоянии бета-равновесия.

Результаты численного решения пульсационных уравнений для модели нейтронной звезды с массой $M = 1.4M_{\odot}$ изложены в разделе 6.6. Для упрощения вычислений использовано приближение постоянных по ядру (с учетом красного смещения) критических температур протонов и нейтронов.

На рисунке 4 представлена зависимость собственных частот пульсирующей нейтронной звезды ω (в единицах $\omega_0 = c/R$, где c – скорость света, R – окружный радиус звезды) от \tilde{T} . При $\tilde{T} > \tilde{T}_{\text{cn}}$ вещество независимо от сверхтекучести протонов колеблется как единое целое. В спектре частот присутствуют только моды колебаний нормальной звезды, не зависящие от температуры (на рисунке первые три моды колебаний I, II и III показаны сплошными линиями). При $\tilde{T} \ll \tilde{T}_{\text{cn}}$ колеблющаяся звезда может описываться в приближении нулевых температур. Спектр колебаний такой звезды удваивается по сравнению со спектром нормальной звезды. Из рисунка 4 видно, что эффекты конечной внутренней температуры существенно влияют на пульсации звезды в интервале $T \sim (0.1 - 1)T_{\text{cn}}$.

В разделе 6.6 рассмотрена эволюция спектра пульсаций сверхтекучей нейтронной звезды со временем благодаря ее охлаждению. Показано, что собственные частоты пульсирующей нейтронной звезды существенно изменяются в течение 20 лет с момента возникновения нейтронной сверхтекучести. Столь малые (для теории остывания) времена связаны с резким охлаждением звезды за счет излучения нейтрино при куперовском спаривании нейтронов.

В разделе 6.7 сформулированы основные результаты главы 6. Отмечена необходимость исследования спектра нерадиальных пульсаций нейтронных звезд с учетом реалистических зависимостей критических температур T_{cn} и T_{cp} от плотности вещества.

В **заключении** сформулированы основные результаты работы.

ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Рассчитаны факторы подавления нейтринного излучения для модифицированного урка-процесса и процессов нуклон-нуклонного рассеяния совместной синглетной сверхтекучестью протонов и триплетной сверхтекучестью нейтронов с проекцией полного момента куперовской пары на ось квантования $|m_J| = 0$ или 2. Полученные результаты совместно с результатами, известными в литературе, позволяют надежно рассчитывать нейтринное энерговыделение во внутренних областях нейтронных звезд.
2. Разработан новый сценарий остывания, в котором наблюдения изолированных нейтронных звезд можно объяснить без привлечения прямого урка-процесса в их ядрах. При этом ускоренное остывание, необходимое для объяснения наблюдений нейтронных звезд, наиболее холодных для своего возраста, обеспечивается нейтринным излучением при куперовском спаривании нейтронов.
3. Изучен новый механизм нейтринного излучения – прямой урка-процесс в

мантии нейтронных звезд. Нейтринное энерговыделение в этом процессе в несверхтекучем веществе может на 2–3 порядка превосходить энерговыделение во внешнем ядре несверхтекучей нейтронной звезды. Влияние данного процесса на остывание звезды наиболее существенно при сильной сверхтекучести нуклонов в ядре звезды и несверхтекучей мантии.

4. Рассмотрена тепловая эволюция несверхтекучей нейтронной звезды, совершающей малые радиальные колебания. Получена система уравнений тепловой эволюции и затухания колебаний звезды с учетом эффектов общей теории относительности. Показано, что эволюция колеблющейся звезды существенно зависит от степени нелинейности неравновесного модифицированного урка-процесса и от механизма вязкого затухания. Характерные времена затухания колебаний фундаментальной моды не превосходят 100–1000 лет.
5. Рассчитана матрица сверхтекучих плотностей $\rho_{\alpha\alpha'}$ нейтрон-протонной смеси при произвольных температурах. Показано, что температурная зависимость матрицы $\rho_{\alpha\alpha'}$ описывается (в приближении БКШ) универсальной функцией $\Phi_{\alpha}(T)$.
6. Рассчитан спектр радиальных пульсаций сверхтекучих нейтронных звезд. Показано, что эффекты конечной внутренней температуры существенно влияют на спектр пульсаций звезды в интервале $T \sim (0.1 - 1)T_{\text{сн}}$. Исследовано изменение спектра пульсаций остывающей нейтронной звезды со временем. Показано, что существенное изменение собственных частот пульсаций может происходить в течение 20 лет с момента возникновения сверхтекучести нейтронов.

СПИСОК РАБОТ, ОПУБЛИКОВАННЫХ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. Gusakov M.E. Neutrino emission from superfluid neutron star cores: various types of neutron pairing. // *Astron. Astrophys.* – 2002. – V. **389**. – P. 702–715.
2. Гусаков М.Е., Гнедин О.Ю. Остывание нейтронных звезд: два типа триплетной сверхтекучести нейтронов. // *Письма в Астрон. журн.* – 2002. – Т. **28**. – С. 669–675.
3. Гусаков М.Е., Каминкер А.Д., Яковлев Д.Г., Гнедин О.Ю. Симметрия эффектов сверхтекучести нейтронов и протонов в остывающих нейтронных звездах. // *Письма в Астр. Журн.* – 2004. – Т. **30**. – С. 759–771.
4. Gusakov M.E., Kaminker A.D., Yakovlev D.G., Gnedin O.Y. Enhanced cooling of neutron stars via Cooper-pairing neutrino emission. // *Astron. Astrophys.* – 2004. – V. **423**. – P. 1063–1072.
5. Gusakov M.E., Yakovlev D.G., Haensel P., Gnedin O.Y. Direct Urca process in a neutron star mantle. // *Astron. Astrophys.* – 2004. – V. **421**. – P. 1143–1148.
6. Gusakov M.E., Haensel P. The entrainment matrix of a superfluid neutron-proton mixture at a finite temperature. // *Nucl. Phys. A.* – 2005. – V. **761**. – P. 333–348.
7. Gusakov M.E., Yakovlev D.G., Gnedin O.Y. Thermal evolution of a pulsating neutron star. // *MNRAS.* – 2005. – V. **361**. – P. 1415–1424.
8. Gusakov M.E., Kaminker A.D., Yakovlev D.G., Gnedin O.Y. The cooling of Akmal-Pandharipande-Ravenhall neutron star models. // *MNRAS.* – 2005. – V. **363**. – P. 563–580.

9. Yakovlev D.G., Gnedin O.Y., Gusakov M.E., Kaminker A.D., Levenfish K.P., Potekhin A.Y. Neutron star cooling. // Nucl. Phys. A. – 2005. – V. **752**. – P. 590–599.
10. Kaminker A.D., Gusakov M.E., Yakovlev D.G., Gnedin O.Y. Minimal models of cooling neutron stars with accreted envelopes. // MNRAS. – 2006. – V. **365**. – P. 1300–1308.
11. Гусаков М.Е. Прямой урка-процесс в коре нейтронных звезд. // *Астрофизика высоких энергий*. – М.: Препринт ИКИ РАН, 2003. – С. 6.
12. Yakovlev D.G., Gnedin O.Y., Gusakov M.E., Kaminker A.D., Potekhin A.Y. Neutrino emission and thermal states of neutron stars. // 35th COSPAR Scientific Assembly. – Paris, 2004. – P. 197.
13. Gusakov M.E., Yakovlev D.G., Gnedin O.Y. Suprathermal radial pulsations of neutron stars. // Zeldovich-90: Cosmology and High Energy Astrophysics. – Book of abstracts. – М., 2004. – P. 15.
14. Yakovlev D.G., Levenfish K.P., Gusakov M.E. Non-equilibrium weak interaction processes in neutron stars. // International Conference on Theoretical Physics. – Book of Abstracts. – М., 2005. – P. 50.
15. Gusakov M.E., Haensel P. Entrainment matrix and superfluid properties of neutron stars. // 7th Russian Conference on Physics of Neutron Stars. – Book of Abstracts. – St.-Petersburg, 2005. – P. 41.
16. Kaminker A.D., Gusakov M.E., Yakovlev D.G., Gnedin O.Y. New scenarios of neutron star cooling. // 7th Russian Conference on Physics of Neutron Stars. – Book of Abstracts. – St.-Petersburg, 2005. – P. 44.
17. Гусаков М.Е. Температурная зависимость спектра пульсаций сверхтекучих нейтронных звезд. // *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*. – М.: Ротапринт ИКИ РАН, 2005. – С. 21.
18. Каминкер А.Д., Гусаков М.Е., Потехин А.Ю., Яковлев Д.Г., Гнедин О.Ю. Новые сценарии остывания нейтронных звезд с аккреционными и замагниченными оболочками. // *Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра*. – М.: Ротапринт ИКИ РАН, 2005. – С. 26.
19. Гусаков М.Е. Температурные эффекты в пульсирующих нейтронных звездах. // Десятая Санкт-Петербургская Ассамблея молодых ученых и специалистов. – Аннотации работ по грантам конкурса 2005 года для студентов и аспирантов вузов и академических институтов Санкт-Петербурга. – Санкт-Петербург, 2005. – С. 19.
20. Яковлев и др. (Yakovlev D.G., Gusakov M.E., Kaminker A.D., Potekhin A.Y.) Neutrino emission from neutron stars // Exotic Nuclei and Nuclear/Particle Astrophysics. – Proceedings of the Carpathian Summer School of Physics 2005 (Mamaia-Constanta, Romania, June 13–24, 2005, eds. S. Stoica, L. Trache, R.E. Tribble), Singapore: World Scientific, 2006.

ЛИТЕРАТУРА, ЦИТИРУЕМАЯ В АВТОРЕФЕРАТЕ

- [1] Andersson N. // Class. Quant. Grav. – 2003. – V. **20**. – P. R105.
- [2] Strohmayer T.E., Watts A.L. // Astrophys. J. – 2006. – V. **637**. – P. L117.
- [3] Lombardo U., Schulze H.-J. // in: Physics of Neutron Star Interiors; eds. Blaschke D., Glendenning N.K., Sedrakian A. – Berlin: Springer, 2001. – P. 30.

- [4] Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика, Часть 2. – М.: Наука, 1978.
- [5] Zuo W., Li Z. H., Lu G. C., Li J. Q., Scheid W., Lombardo U., Schulze H.-J., Shen C. W. // Phys. Lett. B. – 2004. – V. **595**. – P. 44.
- [6] Takatsuka T., Tamagaki R. // Nucl. Phys. A. – 2004. – V. **738**. – P. 387.
- [7] Яковлев Д.Г., Левенфиш К.П., Шибанов Ю.А.// УФН. – 1999. – Т. **169**. – С. 825.
- [8] Yakovlev D.G., Kaminker A.D., Gnedin O.Y., Haensel P. // Phys. Rep. – 2001. – V. **354**. – P. 1.
- [9] Kaminker A.D., Yakovlev D.G., Gnedin O.Y.// Astron. Astrophys. – 2002. – V. **383**. – P. 1076.
- [10] Prakash M., Ainsworth T.L., Lattimer J.M.// Phys. Rev. Lett. – 1988. – V. **61**. – P. 2518.
- [11] Page D., Lattimer J. M., Prakash M., Steiner A. W.// Astrophys. J. Suppl. – 2004. – V. **155**. – P. 623.
- [12] Douchin F., Haensel P.// Astron. Astrophys. – 2001. – V. **380**. – P. 151.
- [13] Ravenhall D. G., Pethick C. J., Wilson J. R.// Phys. Rev. Lett. – 1983. – V. **50**. – P. 2066.
- [14] Finzi A., Wolf R.A.// Astrophys. J. – 1968. – V. **153**. – P. 835.
- [15] Андреев А.Ф., Башкин Е.П.// ЖЭТФ. – 1975. – Т. **69**. – С. 319.
- [16] Khalatnikov I.M. An Introduction to the Theory of Superfluidity. – New York: Addison-Wesley, 1989.
- [17] Borumand M., Joynt R., Kluźniak W.// Phys. Rev. C. – 1996. – V. **54**. – P. 2745.
- [18] Comer G.L., Joynt R.// Phys. Rev. D. – 2003. – V. **68**. – P. 023002.
- [19] Ларкин А.И., Мигдал А.Б.// ЖЭТФ. – 1963. – V. **44**. – P. 1703.
- [20] Leggett A.J.// Phys. Rev. A. – 1965. – V. **140**. – P. 1869.