

## ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Остывание нейтронных звезд и сверхтекучесть в их ядрах

Д.Г. Яковлев, К.П. Левенфиш, Ю.А. Шибанов

*Исследованы теплоемкость и реакции излучения нейтрино (прямой и модифицированный урка-процессы, тормозное излучение при столкновениях нуклонов, излучение при куперовском спаривании нуклонов) в веществе сверхъядерной плотности в ядрах нейтронных звезд при наличии сверхтекучести нейтронов и протонов. Рассмотрены разные типы сверхтекучести (синглетная с изотропной щелью и две триплетные, без узлов и с узлами щели на ферми-поверхности нуклонов). Результаты использованы для моделирования остывания изолированных нейтронных звезд. Как стандартное остывание, так и остывание, ускоренное прямым урка-процессом, сильно зависит от сверхтекучести нуклонов. Сравнение теории остывания изолированных нейтронных звезд с наблюдениями их теплового излучения может давать жесткие ограничения на критические температуры сверхтекучести нуклонов в ядрах нейтронных звезд.*

PACS numbers: 04.40.-b, 26.60.+c, 95.30.-k, 97.60.Jd

## Содержание

1. Введение (825).
2. Общие сведения о нейтронных звездах (826).
  - 2.1. Строение. 2.2. Нейтринное охлаждение. 2.3. Остывание.
3. Сверхтекучесть и теплоемкость ядер нейтронных звезд (830).
  - 3.1. Нуклонная сверхтекучесть. 3.2. Энергетические щели и критические температуры. 3.3. Теплоемкость сверхтекучих ядер нейтронных звезд.
4. Подавление прямого урка-процесса сверхтекучестью нуклонов (836).
  - 4.1. Прямой урка-процесс без сверхтекучести. 4.2. Прямой урка-процесс при наличии сверхтекучести. 4.3. Сверхтекучесть нейтронов или протонов. 4.4. Сверхтекучесть нейтронов и протонов.
5. Модифицированные урка-процессы и тормозное излучение нейтрино при рассеянии нуклонов (839).
  - 5.1. Две ветви модифицированного урка-процесса. 5.2. Модифицированные урка-процессы при наличии сверхтекучести. 5.3. Тормозное излучение нейтрино при нуклон-нуклонном рассеянии в сверхтекучем веществе. 5.4. Нейтринные реакции при сверхтекучести нейтронов и протонов.
6. Излучение нейтрино при куперовском спаривании нуклонов (844).
  - 6.1. Скорость нейтринных потерь. 6.2. Резюме разделов 3–6.
7. Остывание нейтронных звезд (849).
  - 7.1. Обзор работ по остыванию нейтронных звезд. 7.2. Расчеты остывания.

8. Тепловое излучение нейтронных звезд и сверхтекучесть в их ядрах (857).

8.1. Тепловое излучение нейтронных звезд. 8.2. Теория и наблюдения остывающих нейтронных звезд. 8.3. Выводы.

9. Заключение (865).

Список литературы (866).

## 1. Введение

Нейтронные звезды (НЗ) являются уникальными астрофизическими объектами. Во-первых, их наблюдательные проявления очень разнообразны (радио- и рентгеновские пульсары, вспыхивающие рентгеновские источники, рентгеновские транзиенты и пр. [1]). Во-вторых, их строение и эволюция определяются свойствами вещества, которое находится в экстремальных условиях, недостижимых в лабораторных исследованиях (сверхъядерные плотности, сверхсильные магнитные поля, сверхтекучесть барионной компоненты сверхплотного вещества в недрах НЗ и т.д.).

Полагают (см., например, [2, 1]), что НЗ образуются на заключительном этапе эволюции обычных звезд с массой  $M \gtrsim 8M_{\odot}$  при гравитационном коллапсе их ядер ( $M_{\odot}$  — масса Солнца). В ходе коллапса вещество центральных слоев сжимается до ядерных плотностей и нейтронизируется. В итоге образуется компактная НЗ с массой  $M \sim M_{\odot}$  и радиусом  $R \sim 10$  км. Ядро звезды, в основном, состоит из нейтронов (с примесью протонов, электронов, а возможно, гиперонов и других частиц). НЗ рождается горячей, с внутренней температурой около  $10^{11}$  К, но быстро остывает за счет мощного нейтринного излучения из внутренних слоев.

НЗ обладают сильными гравитационными полями; гравитационное ускорение на поверхности составляет  $\sim (2-3) \times 10^{14}$  см  $s^{-2}$ . Радиус звезды  $R$  обычно лишь в 2–3 раза больше ее гравитационного радиуса  $R_g = 2GM/c^2$ , где  $G$  — гравитационная постоянная,  $c$  —

Д.Г. Яковлев, К.П. Левенфиш, Ю.А. Шибанов. Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26, Российская Федерация  
Тел. (812) 247-91-80. Факс (812) 550-48-90  
E-mails: yak@astro.ioffe.rssi.ru; ksen@astro.ioffe.rssi.ru; shib@stella.ioffe.rssi.ru

Статья поступила 24 марта 1999 г.

скорость света. Поэтому в жизни звезды важны эффекты общей теории относительности.

В данном обзоре мы ограничимся рассмотрением строения и тепловой эволюции изолированных НЗ возраста  $t \lesssim 10^6$  лет. Описание более сложной эволюции НЗ в тесных двойных системах можно найти, например, в книге [3].

Важную роль в эволюции изолированных НЗ играет сверхтекучесть и сверхпроводимость нуклонов в их недрах. Например, взаимодействием нормальной и сверхтекучей компонент вещества во внутренней коре звезды обычно объясняют [4] внезапные сбои периода вращения (глитчи), демонстрируемые некоторыми пульсарами. Сверхтекучесть меняет теплоемкость и нейтринную светимость звезды и, как следствие, ее остывание. Влияние сверхтекучести на остывание — основная тема данного обзора.

На определенном этапе остывания ( $10^2 - 10^5$  лет) внутренняя температура НЗ может очень сильно зависеть от критических температур перехода нуклонов в сверхтекучее состояние. Эту особенность впервые отметили Паж и Эшлгейт [5], назвав НЗ "термометрами" для измерения критических температур нуклонов в несимметричной ядерной материи. Микроскопические расчеты таких температур крайне сложны ввиду отсутствия законченной многочастичной релятивистской квантовой теории, которая адекватно описывала бы сильные взаимодействия частиц разных сортов. Однако критические температуры можно изучать астрофизическим методом, сопоставляя расчеты остывания с наблюдениями теплового излучения изолированных НЗ. Эта работа еще не закончена, но уже принесла определенные результаты. Цель обзора — дать описание указанного метода и основных результатов на сегодняшний момент (январь 1999 г.).

## 2. Общие сведения о нейтронных звездах

### 2.1. Строение

По обычным меркам НЗ являются горячими объектами. В течение сотен тысяч лет после их рождения внутренние температуры превышают  $10^7$  К. Однако уравнение состояния вещества внутренних слоев НЗ фактически не зависит от температуры, поскольку основной вклад в давление дают сильно вырожденные фермионы больших энергий [1].

В НЗ можно условно выделить *атмосферу* и 4 внутренние области: *внешнюю кору*, *внутреннюю кору*, *внешнее ядро* и *внутреннее ядро*, которые показаны на рис. 1.

Атмосфера — тонкий слой плазмы, в котором формируется спектр теплового электромагнитного излучения НЗ. В принципе, излучение содержит богатую информацию о параметрах звезды (температуре, ускорении силы тяжести и химическом составе ее поверхности, о магнитном поле и пр., см. раздел 8.1) и, как следствие, о внутреннем строении. Геометрическая толщина атмосферы меняется от десятков сантиметров у горячих НЗ до нескольких миллиметров у холодных. Совсем холодные НЗ могут быть лишены атмосферы и иметь твердую поверхность.

Теоретическому исследованию атмосфер НЗ посвящено много работ (см., например, обзор Павлова и др.

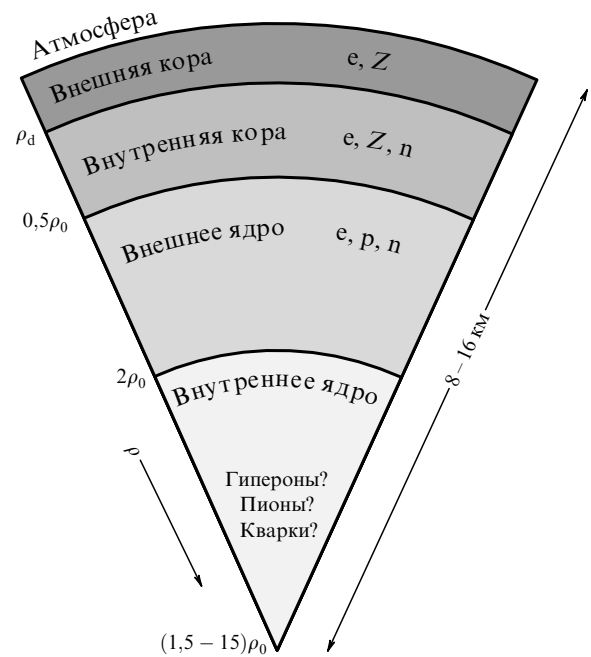


Рис. 1. Схематический разрез нейтронной звезды с массой  $1,4 M_{\odot}$ . Параметры звезды сильно зависят от уравнения состояния ее внутренних слоев.

[6, 7] и приведенные там ссылки). Построение моделей атмосфер, особенно холодных НЗ (с температурой поверхности  $T_s \lesssim 10^6$  К) с сильными магнитными полями  $10^{11} - 10^{14}$  Гс, далеко не закончено ввиду сложности расчета уравнения состояния и спектральной непрозрачности атмосферной плазмы (раздел 8.1.2).

Внешняя кора (внешняя оболочка) простирается от основания атмосферы до слоя с плотностью  $\rho = \rho_d \approx 4,3 \times 10^{11}$  г см<sup>-3</sup> и имеет толщину несколько сотен метров [1]. Ее вещество состоит из ионов и электронов. Тонкий (не более нескольких метров) приповерхностный слой горячей НЗ содержит невырожденный электронный газ. Глубже электроны образуют сильно вырожденный, почти идеальный газ, который становится релятивистским при  $\rho \gg 10^6$  г см<sup>-3</sup>. При  $\rho \gtrsim 10^4$  г см<sup>-3</sup> атомы полностью ионизируются давлением электронов, превращаясь, по сути дела, в атомные ядра. С ростом  $\rho$  энергия Ферми электронов растет, ядра испытывают бета-захваты и обогащаются нейтронами (см., например, [8]). У основания внешней коры ( $\rho = \rho_d$ ) ядра начинают испускать нейтроны — происходит нейтронизация вещества.

Толщина внутренней коры (внутренней оболочки) может достигать нескольких км. Плотность  $\rho$  в коре меняется от  $\rho_d$  у внешнего края до  $\sim 0,5\rho_0$  у внутреннего. Здесь  $\rho_0 = 2,8 \times 10^{14}$  г см<sup>-3</sup> — плотность материи в атомных ядрах. Вещество внутренней коры состоит [9, 10] из электронов, свободных нейтронов и нейтронно-избыточных атомных ядер. С ростом  $\rho$  доля свободных нейтронов увеличивается. У основания коры (в диапазоне плотностей от  $10^{14}$  до примерно  $1,5 \times 10^{14}$  г см<sup>-3</sup>) атомные ядра могут сливаться в кластеры и приобретать несферическую форму [11, 10]. На границе с ядром НЗ атомные ядра исчезают. Нейтроны во внутренней коре могут быть сверхтекучими (раздел 3.1).

Внешнему ядру отвечает область с плотностью  $0,5\rho_0 \lesssim \rho \lesssim 2\rho_0$  и толщиной несколько км. Вещество ядра состоит из нейтронов  $n$  с небольшой (несколько процентов по числу частиц) примесью протонов  $p$  и электронов  $e$  (*стандартный* ядерный состав). Состав вещества определяется условиями электронейтральности плазмы и бета-равновесия по отношению к реакциям  $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$ ,  $p + e \rightarrow n + \nu_e$ , где  $\nu_e$  и  $\bar{\nu}_e$  — электронные нейтрино и антинейтрино. Электронейтральность требует равенства протонной и электронной концентраций:  $n_p = n_e$ . Бета-равновесие устанавливает связь между химическими потенциалами частиц:  $\mu_n = \mu_p + \mu_e$ . Химический потенциал нейтрино здесь опущен, поскольку сразу после рождения НЗ становится целиком прозрачной для нейтрино, которые свободно покидают звезду [12, 1].

Все компоненты пре-плазмы сильно вырождены. Электроны образуют почти идеальный релятивистский ферми-газ. Нейтроны и протоны, взаимодействующие посредством ядерных сил, образуют сильно неидеальную нерелятивистскую ферми-жидкость. При ее описании обычно используют формализм квазичастиц [13, 14]. Фермиевский импульс  $p_{Fj}$  частиц сорта  $j$  связан с их концентрацией  $n_j$  соотношением  $p_{Fj} = \hbar(3\pi^2 n_j)^{1/3}$ . Поэтому из условия электронейтральности вытекает равенство фермиевских импульсов протонов и электронов:  $p_{Fp} = p_{Fe}$ .

Согласно расчетам (см., например, [1]), при  $\rho \sim \rho_0$  химические потенциалы нейтронов и электронов составляют  $\mu_n \approx \mu_e \approx 60-100$  МэВ, а химический потенциал протонов значительно ниже,  $\mu_p \approx 3-6$  МэВ. С ростом плотности фермиевские энергии частиц растут, благодаря чему в веществе могут рождаться новые частицы. Прежде всего появляются мюоны, которые, как и электроны, образуют вырожденный почти идеальный газ. О рождении частиц во внутреннем ядре НЗ см. ниже.

Подчеркнем, что свойства коры НЗ ( $\rho \lesssim 0,5\rho_0$ ) описываются достаточно проверенными микроскопическими теориями. Иначе обстоит дело с описанием вещества сверхъядерной плотности  $\rho \gtrsim \rho_0$ . Лабораторные данные о свойствах такого вещества не полны, а достоверность теорий понижается с ростом  $\rho$ . Законченная квантовая теория вещества сверхъядерной плотности еще не построена. Предложено много теоретических уравнений состояния, которые условно делят на *мягкие*, *умеренные* и *жесткие* по степени сжимаемости вещества. При  $\rho > \rho_0$  разные уравнения состояния отличаются достаточно сильно. Так, при  $\rho \approx 4\rho_0$  мягкое уравнение состояния Пандхарипанде [15], основанное на межнуклонном потенциале с мягким отталкивательным кором [16], дает примерно на порядок меньшее давление, чем жесткое уравнение состояния Пандхарипанде и Смита [17], полученное в приближении среднего поля.

Практически все микроскопические теории предсказывают появление сверхтекучести нейтронов и протонов во внешнем ядре НЗ (раздел 3.1). Протонная сверхтекучесть сопровождается сверхпроводимостью (по-видимому, 2-го рода) и оказывает влияние на эволюцию внутренних магнитных полей НЗ (см., например, [18]).

В маломассивных НЗ внешнее ядро простирается до центра звезды. У массивных звезд имеется и внутреннее ядро. Его радиус может достигать нескольких км, а центральная плотность —  $(10-15)\rho_0$ . Состав и уравнение состояния внутреннего ядра НЗ достоверно не

известны, хотя именно они определяют строение и эволюцию массивных НЗ и составляют их основную "загадку". В литературе обсуждается несколько гипотез; в настоящее время невозможно опровергнуть какую-либо из них.

1. Происходит гиперонизация вещества — рождаются  $\Sigma$ - и  $\Lambda$ -гипероны (см., например, [1]). Относительные концентрации  $p$  и  $e$  могут быть столь высоки, что разрешаются мощные реакции излучения нейтрино в прямом урка-процессе [19]. Могут быть разрешены и аналогичные реакции с участием гиперонов [20]. В этих случаях нейтринная светимость звезды усиливается на 5–6 порядков (см., например, [21]) по сравнению со стандартной нейтринной светимостью ее внешнего ядра за счет реакций модифицированного урка-процесса. Это существенно ускоряет остывание НЗ (разделы 2.2 и 7).

2. По второй гипотезе, предложенной в различных вариантах в работах [22–26], в плотном веществе образуется пионный конденсат. Он смягчает уравнение состояния и усиливает нейтринную светимость НЗ: в его присутствии становятся возможными реакции типа прямых урка-процессов [22, 23, 27, 28]. Однако во многих современных микроскопических моделях плотного вещества пионные степени свободы оказываются подавленными и пионный конденсат не возникает [21].

3. В веществе происходит фазовый переход к странной материи — плазме почти свободных  $u$ ,  $d$ ,  $s$  кварков с небольшой примесью электронов (см., например, [29, 30]). При этом нейтринная светимость НЗ, как правило, оказывается значительно выше стандартной благодаря включению прямых урка-процессов с участием кварков [31, 32, 21]. Однако в некоторых моделях (например, [33]) присутствие кварков не вызывает усиления нейтринной светимости.

4. В ряде работ, инициированных статьями [34–36], рассматривается гипотеза о том, что в плотном веществе появляется каонный конденсат. Его присутствие также может усилить нейтринную светимость на несколько порядков [21]. Критический анализ современных представлений о каонном конденсате дан в [37].

Для каждого уравнения состояния нетрудно построить набор моделей НЗ с разными центральными плотностями  $\rho_c$ . Это делается путем численного интегрирования уравнений гидростатического равновесия с учетом эффектов общей теории относительности (уравнений Оппенгеймера–Волкова [1]). С ростом  $\rho_c$  масса звезды  $M$  обычно растет, а радиус  $R$  уменьшается (звезда становится компактнее). При определенной плотности  $\rho_c$  рост  $M$  прекращается, что, как правило, отвечает предельно устойчивой звездной конфигурации. Масса  $M_c$  такой конфигурации представляет собой максимальную массу НЗ при данном уравнении состояния. Модели звезд с более высокой центральной плотностью обычно неустойчивы (относительно коллапса в черную дыру) и не реализуются в природе. Имея набор моделей, можно построить диаграмму масса–радиус, которая сильно зависит от уравнения состояния в ядре НЗ. Чем мягче уравнение состояния, тем компактнее НЗ и ниже предельная масса. Так, для различных мягких уравнений состояния предельная масса лежит в пределах  $(1,4-1,6)M_\odot$ , для умеренных — в пределах  $(1,6-1,8)M_\odot$ , а для жестких —  $(1,8-3)M_\odot$ . Проблема предельной массы НЗ имеет принципиальное значение для отождествления черных дыр в двойных системах [38].

Исследование уравнения состояния ядер НЗ ведется путем сопоставления теории и наблюдений по многим направлениям. Большинство работ основано на определении (ограничении) тем или иным способом масс и/или радиусов НЗ и сравнении результатов с диаграммами масса – радиус для различных уравнений состояния (см., например, [1]). К сожалению, до сих пор не приведено абсолютно достоверных аргументов в пользу жестких, умеренных или мягких уравнений состояния. С полным основанием можно отвергнуть лишь предельно мягкие уравнения состояния, которые дают максимальную массу НЗ ниже  $1,44 M_{\odot}$ , массы пульсара Халса – Тейлора (PSR 1913+16) — самой массивной звезды в составе тесных двойных систем типа НЗ–НЗ (массы таких НЗ определены надежно и очень точно). В данном обзоре мы обсудим иной метод изучения свойств сверхплотного вещества — по остыванию НЗ.

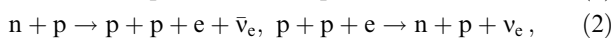
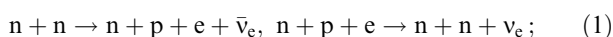
## 2.2. Нейтринное охлаждение

Уже через  $\sim 20$  с после рождения НЗ оказывается прозрачной для нейтрино [1], которые генерируются в ее внутренних слоях. Покидая НЗ, нейтрино сильно ее охлаждают. Поэтому исследование нейтринных реакций имеет важное значение для теории остывания НЗ. Наиболее мощное нейтринное излучение обычно испускается ядром НЗ. Поэтому мы не останавливаемся на нейтринных реакциях в оболочке НЗ. Их подробное обсуждение можно найти, например, в обзоре Имшенника и Надежина [39], а также в работах [40–45]. Типичные энергии нейтрино значительно выше их предполагаемых энергий покоя; поэтому в большинстве случаев нейтрино можно считать безмассовыми.

В ядре НЗ возможен целый ряд нейтринных реакций (см., например, [1, 21]). Их эффективность определяется уравнением состояния вещества, данные о котором неполны (см. выше). Для определенности мы не будем рассматривать экзотические модели странной материи, пионного или каонного конденсатов, а кратко обсудим основные нейтринные реакции в пре-веществе. Более подробное обсуждение этих реакций, в том числе при наличии сверхтекучести нуклонов, дано в разделах 4–6.

**2.2.1. Модифицированные урка-процессы.** Начиная с классической работы Чью и Солпитера [46], модифицированные урка-процессы считались основным механизмом генерации нейтрино в ходе *стандартного* остывания НЗ. Стандартным называют остывание в отсутствие усиленных потерь энергии типа прямых урка-процессов или аналогичных процессов в экзотических моделях сверхплотного вещества.

Модифицированные урка-реакции похожи на обычные реакции бета-распада и бета-захвата, но происходят при участии дополнительного нуклона. В пре-плазме реакция может идти по двум каналам:

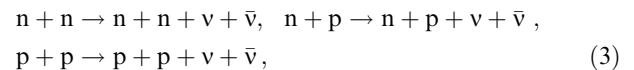


которые мы определим как *нейтронную* и *протонную* ветви модифицированного урка-процесса соответственно.

Присутствие частицы-посредника необходимо для выполнения закона сохранения импульса реагирующих частиц. Обычные реакции бета-распада или бета-захвата

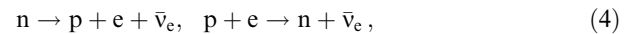
(так называемые прямые урка-процессы, обсуждаемые ниже) во внешнем ядре НЗ запрещены (сильно подавлены). Их запрет связан с относительно малыми концентрациями электронов и протонов, в силу чего фермиевские импульсы  $n$ ,  $p$  и  $e$  не удовлетворяют "условию треугольника"  $p_{F_n} \leq p_{F_e} + p_{F_p}$ , необходимому для сохранения импульса (импульсы излучаемых нейтрино  $p_{\nu} \sim k_B T/c$  можно не учитывать: они определяются температурой  $T$  вещества и значительно меньше импульсов других частиц; здесь  $k_B$  — постоянная Больцмана). Скорость нейтринных потерь энергии  $Q^{(Mn)}$  в нейтронной ветви модифицированного урка-процесса (1) при  $\rho \sim \rho_0$  примерно равна [12]  $Q^{(Mn)} \sim \sim 10^{22} T_9^8 \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ , где  $T_9 = T/10^9 \text{ К}$ . Протонная ветвь почти столь же эффективна:  $Q^{(Mp)} \sim Q^{(Mn)}$  (раздел 5.1).

**2.2.2. Тормозное излучение нейтрино при нуклон-нуклонном рассеянии.** Стандартная нейтринная светимость определяется также процессами тормозного излучения нейтринных пар при нуклон-нуклонном рассеянии:



которые разрешены во всем ядре НЗ. Здесь  $\nu$  — нейтрино любого типа ( $\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ ). В нормальном (несверхтекучем) веществе тормозные процессы [12] слабее модифицированных урка-процессов:  $Q^{(NN)} \sim \sim (10^{19} - 10^{20}) T_9^8 \text{ эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ . Однако они могут быть важными при наличии сверхтекучести (раздел 5).

**2.2.3. Прямые урка-процессы.** Как отмечалось выше, реакции бета-распада и бета-захвата



называемые *прямыми* урка-процессами, запрещены во внешнем ядре НЗ вследствие недостаточной концентрации  $e$  и  $p$ . Долгое время считалось, что и во внутреннем ядре звезды со стандартным ядерным составом требуемые концентрации не достигаются и прямые урка-процессы невозможны.

Реакции (4) становятся разрешенными [19], когда доля протонов от полного числа барионов  $x_p = n_p/n_b$  превосходит некоторое критическое значение  $x_p = x_c$ . В пре-веществе для этого должно выполняться условие  $p_{F_n} \leq 2p_{F_p}$ , откуда  $x_c = 1/9 = 0,111$ . В присутствии мюонов при той же концентрации барионов  $n_b$  доля протонов оказывается несколько выше, чем в пре-веществе, а доля электронов — несколько ниже. При этом  $x_c$  слегка увеличивается и достигает значения 0,148 в случае релятивистских мюонов [19].

В простейшей модели сверхплотного вещества, состоящего из свободных ферми-частиц [1], доля протонов невелика:  $x_p < x_c$  при любой плотности. Однако для реалистических уравнений состояния это может быть не так. Впервые это обстоятельство отметил Богута [47] в 1981 г., однако долгое время его работа оставалась незамеченной.

Толчком к широкому обсуждению прямых урка-процессов послужила статья Латтимера и др. [19]. Авторы показали, что для многих реалистических моделей вещества  $x_p$  слегка превышает  $x_c$  при плотностях в несколько раз выше ядерной. Поэтому во внутренних ядрах

достаточно массивных НЗ могут быть разрешены прямые урка-процессы с участием нуклонов. Более того, фактически для всех уравнений состояния во внутреннем ядре звезды, которые предполагают гиперонизацию вещества, возможны реакции типа (4) с участием гиперонов [20].

Согласно [19], скорость нейтринных потерь энергии в реакциях (4) примерно равна  $Q^{(D)} \sim 10^{27} T_9^6$  эрг  $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$ . При  $T \sim 10^9$  К прямые урка-процессы на 5–6 порядков интенсивнее модифицированных. Поэтому достаточно массивные НЗ испытывают *ускоренное остывание* (раздел 7).

В серии работ, инициированных статьями [48, 49], изучались нейтринные потери энергии типа урка-процессов для моделей плотного вещества с легко возбуждаемыми пионными степенями свободы. В таком веществе пионная конденсация происходит при  $\rho \sim \rho_0$  и играет очень важную роль. Даже при более низких  $\rho$ , до появления конденсата, скорость нейтринных потерь энергии значительно превышает стандартную благодаря эффектам поляризации пионного вакуума. Остывание НЗ с таким уравнением состояния недавно рассматривалось в работе [50]. Мы не будем касаться этих моделей.

**2.2.4. Испускание нейтрино при куперовском спаривании нуклонов.** При возникновении сверхтекучести нуклонов начинает действовать новый механизм генерации нейтрино, связанный с образованием куперовских пар. Процесс был предложен и рассчитан в замечательной работе Флауэрса, Рудермана и Сазерленда [51] и переоткрыт независимо десять лет спустя Воскресенским и Сенаторовым [49, 52]. До недавнего времени по непонятным причинам он оставался "забытым" и не учитывался в расчетах остывания НЗ. Первым, кто "вспомнил" о нем и включил его в расчеты, был Паж [53]. Кроме него, моделирование остывания с учетом данного процесса проведено, например, в [50, 54–57]. Данный процесс фактически представляет собой [56] испускание пары нейтрино (любого типа) нуклоном N (нейтроном или протоном), в дисперсионном соотношении которого имеется энергетическая щель:

$$N \rightarrow N + \nu + \bar{\nu}. \quad (5)$$

В отсутствие сверхтекучести реакция невозможна: испускание нейтринной пары свободным нуклоном запрещено законами сохранения энергии и импульса. Согласно [56] (см. также раздел 6.1), скорость нейтринных потерь энергии при куперовском спаривании нейтронов  $Q^{(CP)} \sim 10^{21} T_9^7 F(\tau)$  эрг  $\text{см}^{-3} \text{с}^{-1}$ , где  $\tau = T/T_c$ ,  $T_c$  — температура возникновения сверхтекучести, а  $F(\tau)$  — функция, которая имеет максимум  $F \sim 1$  при  $\tau \sim 0,4$ . Основное энерговыделение имеет место в интервале температур  $0,2 T_c \lesssim T \lesssim T_c$ . В этом интервале мощность процесса может стать сравнимой или превзойти (раздел 6.2) мощность нейтринных потерь в модифицированном или даже прямом урка-процессах, частично подавленных сверхтекучестью. Это определяет важность "куперовских" нейтрино для остывания НЗ. Нейтринное излучение при куперовском спаривании протонов оказывается значительно слабее из-за малости константы векторного нейтрального слабого тока с участием протонов.

### 2.3. Остывание

Вначале НЗ охлаждается, главным образом, за счет нейтринной светимости ядра. Однако непосредственно зарегистрировать поток нейтрино можно только в

момент образования НЗ. Пока что это было сделано лишь однажды — при вспышке Сверхновой 1987А в Большом Магеллановом Облаке (см., например, [39]). Мощный всплеск нейтринного излучения при вспышке сверхновой длится около 20 с. Позже поток нейтрино быстро убывает со временем.

Остывание НЗ обусловлено потерями ее тепловой энергии, основные запасы которой сосредоточены в ядре звезды. Энергия уносится по двум каналам, — во-первых, нейтринным излучением из объема звезды (главным образом, из ядра), где протекают наиболее мощные нейтринные реакции, и, во-вторых, теплопроводностью через внутренние слои звезды наружу и далее — тепловым излучением фотонов с поверхности. Нейтринное охлаждение доминирует на начальных стадиях остывания (см. ниже), а фотонное — на поздних, когда нейтринная светимость ослабевает (она быстрее падает с уменьшением температуры).

С математической точки зрения моделирование остывания сводится к решению уравнения диффузии тепла внутри звезды [58] с учетом объемных (нейтринное излучение) и поверхностных (фотонное излучение) стоков энергии. Обычно рассматривают одномерную диффузию вдоль радиальной координаты в сферически-симметричной звезде. У звезды возраста  $t \gtrsim 10^2 - 10^3$  лет благодаря высокой теплопроводности внутренних слоев формируется обширная, практически изотермическая внутренняя область, охватывающая все ядро и основную часть коры. В этом случае расчеты остывания сильно упрощаются и сводятся к решению уравнения теплового баланса всей звезды: скорость уменьшения полной тепловой энергии (задаваемая полной теплоемкостью) определяется нейтринной и фотонной светимостями звезды. Такой подход использован и подробно описан в разделе 7.2. Соответственно, основные элементы теории остывания должны включать: 1) теплоемкость НЗ, 2) скорость нейтринных потерь энергии, 3) зависимость фотонной светимости от температуры внутренних слоев (определяемую теплопроводностью самых внешних слоев звезды). Первые два элемента теории подробно обсуждаются в данном обзоре.

Характер остывания определяется многими параметрами звезды: уравнением состояния внутренних слоев, сверхтекучестью нуклонов в ядре звезды, массой НЗ, магнитным полем, химическим составом поверхностных слоев и пр. Сравнение теории остывания с наблюдениями позволяет, в принципе, накладывать ограничения на эти параметры. В настоящем обзоре мы обсудим, какую информацию можно получить таким методом о температурах возникновения сверхтекучести нейтронов и протонов в ядрах НЗ.

При моделировании остывания НЗ рассчитывают *кривые остывания* — зависимости эффективной температуры поверхности звезды  $T_s$  от ее возраста  $t$ . Эффективная температура определяет фотонную светимость НЗ:  $L_\gamma = 4\pi R^2 \sigma T_s^4$ , где  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана. Если учесть эффекты общей теории относительности, то светимость НЗ, регистрируемая удаленным наблюдателем, связана с локальной светимостью  $L_\gamma$  соотношением  $L_\gamma^\infty = L_\gamma [1 - (\mathcal{R}_g/\mathcal{R})]$ . Здесь  $\mathcal{R}_g = 2GM/c^2$  — гравитационный радиус НЗ. Температура теплового излучения  $T_s^\infty$ , регистрируемая удаленным наблюдателем, связана с локальной температурой  $T_s$  формулой  $T_s^\infty = T_s \sqrt{1 - (\mathcal{R}_g/\mathcal{R})}$ .

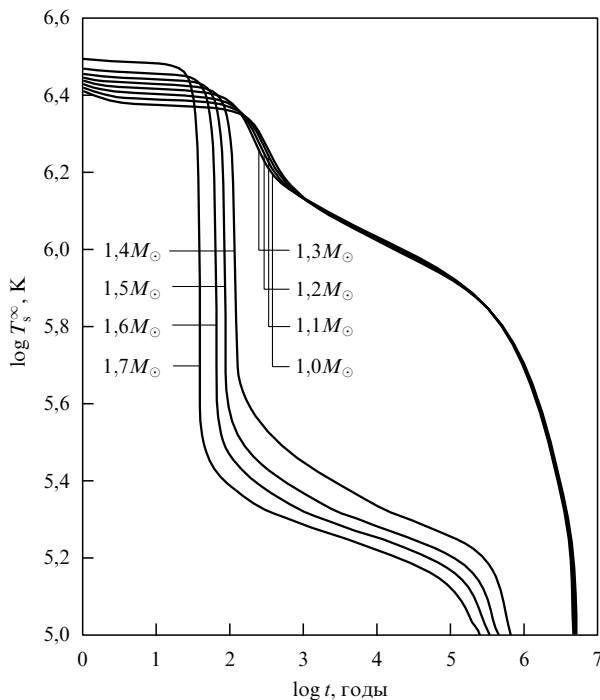


Рис. 2. Температура поверхности  $T_s^\infty$  с учетом гравитационного красного смещения в зависимости от возраста  $t$  по расчетам [5] для моделей НЗ с разной массой и несверхтекучим ядром.

Типичные кривые остывания для НЗ разных масс с нормальным (несверхтекучим) ядром представлены на рис. 2, взятом из работы Пажа и Эпплгейта [5] с разрешения авторов. В цитируемой работе использовано уравнение состояния, которое разрешает прямые урка-процессы в ядрах НЗ с массой  $M > 1,35 M_\odot$ . Звезды меньшей массы испытывают стандартное остывание.

Более массивные звезды, в ядрах которых разрешены прямые урка-процессы, остывают гораздо быстрее, чем звезды со стандартной нейтринной светимостью. Характерные времена остывания  $t \sim T/\dot{T}$  можно оценить из условия теплового баланса элемента объема вещества звезды:  $t \sim CT/Q_\nu$ . Здесь  $Q_\nu$  — скорость нейтринных потерь энергии,  $C$  — удельная теплоемкость. Подставив значение удельной теплоемкости (раздел 3.3) вырожденного идеального газа нейтронов при  $\rho = \rho_0$  и соответствующие скорости нейтринных потерь энергии из раздела 2.2, получим (см., например, [1, 59]):  $t^{(D)} \sim 1 \text{ мин}/T_9^4$ ,  $t^{(M)} \sim 1 \text{ год}/T_9^6$ . Видно, что прямые урка-процессы уменьшают внутреннюю температуру звезды до  $10^9$  К за время  $t^{(D)}$  порядка минуты, а до  $10^8$  К — за несколько дней. В случае стандартных нейтринных потерь энергии соответствующие времена  $t^{(M)}$  составляют примерно 1 год и  $10^6$  лет соответственно.

Приведенные оценки описывают изменение температуры ядра звезды в начале остывания. Кора остывает гораздо медленнее, так как ее собственные нейтринные потери энергии обычно относительно малы. Сравнительно низкая теплопроводность коры делает ее "теплоизолятором" нагретого ядра. Первоначально ядро и кора остывают независимо, и излучение с поверхности звезды не несет в себе информацию о тепловом состоянии ядра (плоские начальные участки на рис. 2).

Волна охлаждения из быстро остывающего ядра достигает поверхности звезды через  $10$ – $1000$  лет (см.,

например, [60, 61]) и температура поверхности  $T_s$  резко понижается (см. рис. 2). При ускоренном остывании  $T_s$  падает почти на порядок всего за несколько лет, что приводит к уменьшению фотонной светимости в  $\sim 10^4$  раз. При стандартном остывании падение температуры не столь значительно и длится  $\sim 10^2$  лет.

По завершении тепловой релаксации внутри НЗ нейтринная светимость ядра по-прежнему выше теплового излучения фотонов с поверхности, но теперь ядро регулирует температуру поверхности. На кривых остывания эта стадия представлена вторым достаточно плоским участком. Внутренняя температура превышает температуру поверхности более чем на порядок, причем перепад температуры происходит в самых внешних слоях оболочки.

Наконец, достаточно старая звезда переходит на стадию *фотонного* остывания. Нейтринная светимость становится пренебрежимо малой по сравнению с фотонной. Наклон кривых остывания резко возрастает (см. рис. 2). Изменение режима остывания связано с разной температурной зависимостью нейтринных и фотонных потерь энергии. Напомним, что скорость нейтринных потерь в прямых урка-процессах  $Q^{(D)} \propto T^6$ , а в модифицированных урка-процессах —  $Q^{(Mn)} \propto T^8$  (раздел 2.2). Фотонные потери энергии уменьшаются при понижении температуры слабее, примерно как  $T^{2.2}$  [62]. Простые оценки показывают, что время  $t_\nu$  перехода на фотонную стадию остывания определяется преимущественно теплоемкостью НЗ и температурной зависимостью нейтринных потерь. Обычно  $t_\nu \sim 10^5$  лет. Внутренняя температура звезды возраста  $t_\nu$  определяется, главным образом, мощностью нейтринных потерь энергии и их зависимостью от температуры.

Появление сверхтекучести в ядрах НЗ резко меняет характер остывания. Этому посвящены последующие разделы 3–8. Мы изучим влияние сверхтекучести на теплоемкость и нейтринную светимость НЗ. Правильный учет этого влияния позволяет надежно "проградуйровать" теоретические кривые остывания и действительно использовать остывающие НЗ как "термометры" для измерения критических температур нуклонов в их ядрах. Мы увидим, что сверхтекучесть нуклонов может ускорять или замедлять остывание НЗ (в зависимости от параметров) и заметно уменьшает различия между ускоренным и стандартным остыванием. Мы проанализируем данные наблюдений теплового излучения остывающих НЗ и убедимся, что эти данные трудно объяснить без предположения о наличии сверхтекучести в ядрах НЗ.

### 3. Сверхтекучесть и теплоемкость ядер нейтринных звезд

#### 3.1. Нуклонная сверхтекучесть

Теория сверхпроводимости электронов в металлах была разработана Бардином, Купером и Шриффером (БКШ) [63] в 1957 г. Сверхпроводимость объясняется куперовским спариванием электронов благодаря слабому притяжению между ними, вызванному электрон-фононным взаимодействием. Сверхпроводящее состояние возникает с понижением температуры в результате фазового перехода второго рода; типичные критические температуры составляют  $T_c \sim 1$ – $10$  К. При  $T < T_c$  в дисперсион-

ном соотношении электронов возникает энергетическая щель  $\Delta$ , причем при  $T \ll T_c$  величина щели  $\Delta \sim k_B T_c$ .

Уже год спустя после публикации теории БКШ появилась статья Бора, Моттельсона и Пайнса [64], где было предположено, что явление типа сверхтекучести, во многом похожее на сверхпроводимость, может возникать в системе нуклонов, образующих атомные ядра. Куперовское спаривание нуклонов возможно под действием ядерного притяжения. Ожидаемая щель в спектре нуклонов на много порядков выше, чем для электронов в металлах,  $\Delta \sim 1$  МэВ ( $T_c \sim 10^{10}$  К). Позднее наличие парных корреляций нуклонов в атомных ядрах и энергетической щели в нуклонном спектре было детально исследовано теоретически и подтверждено экспериментально (Нобелевская премия Бора, Моттельсона и Рейнуотера в 1975 г.).

Одним из первых, кто применил теорию БКШ к атомным ядрам, был Мигдал [65]. Он же и заметил, что сверхтекучесть под действием ядерных сил возможна в нейтронной материи внутренних слоев НЗ, где можно ожидать критических температур  $T_c \sim 10^{10}$  К.

Уравнения теории БКШ, описывающие симметричную материю в атомных ядрах и асимметричную (нейтронноизбыточную) материю НЗ, похожи, но содержат ряд различий. Так, в атомных ядрах спаривание происходит в синглетном состоянии нуклонной пары. Тогда энергетическая щель изотропна — не зависит от направления импульса нуклона. В НЗ возможно спаривание в триплетном состоянии (см. ниже), что ведет к анизотропной щели.

Расчеты энергетической щели в симметричной ядерной материи проводятся с 1959 г., начиная с основополагающих работ Купера, Миллса и Сесслера [66] и Мигдала [65]. Не претендуя на полноту описания этих работ (библиографию см., например, в [67]), отметим ранние работы [68–71], в которых изучалась щель в нуклонном спектре для различных модельных потенциалов [72] нуклон-нуклонного взаимодействия. Уже в середине 60-х годов было показано, что щель крайне чувствительна к отталкивательной части потенциала и к эффективной массе нуклонов в ядерной материи. Эти выводы качественно справедливы и для НЗ (см. ниже).

Хорошо известно, что теория БКШ используется также для описания сверхтекучести жидкого гелия  $^3\text{He}$ . Основы теории были заложены в 1959 г. в упомянутой работе [66]. Сверхтекучесть в  $^3\text{He}$  имеет совсем иную природу (межатомное притяжение), чем в нуклонной материи; критическая температура в  $^3\text{He}$  при нормальном давлении составляет всего 2,6 мК. Однако есть одно важное сходство — куперовское спаривание может происходить в триплетном состоянии пары частиц (с орбитальным моментом  $l = 1$ ), что ведет к анизотропной щели. Уравнения БКШ в этих случаях сходны. Первая работа, посвященная триплетному спариванию, была выполнена Андерсоном и Морелом [73]. При выводе уравнения для анизотропной щели авторы допустили неточность — учли только два из трех состояний спинового триплета. Эта неточность была исправлена в [74].

Перейдем к краткому описанию микроскопической теории сверхтекучести в НЗ. Через 5 лет после работы Мигдала [65] появилась краткая заметка Гинзбурга и Киржница [75]. Авторы оценили щель в случае синглетного спаривания нейтронов при плотности  $\rho = 10^{13} - 10^{15}$  г см $^{-3}$  и получили  $\Delta \sim 5 - 20$  МэВ. Серь-

езным продвижением была работа Вольфа [76], вышедшая в 1966 г. Автор показал, что синглетная сверхтекучесть нейтронов имеет место во внутренней коре НЗ ( $\rho \lesssim \rho_0$ ), но исчезает в ядре, поскольку синглетное взаимодействие при высокой плотности становится отталкивательным. Благодаря более низкой концентрации протонов в ядре звезды (раздел 2.1), pp-взаимодействие в синглетном состоянии является притягивательным и приводит к спариванию протонов.

До обнаружения пульсаров в 1967 г. теория сверхтекучести в НЗ развивалась медленно. Подробный обзор "допульсарных" работ сделан Гинзбургом [77]. Открытие пульсаров придало теории новый импульс. Бейм, Петик и Пайнс [78] рассмотрели макроскопические следствия сверхтекучести нейтронов (вращение сверхтекучей компоненты в виде квантованных вихрей), а также сверхтекучести и сверхпроводимости протонов (дробление внутреннего магнитного поля звезды на нити Абрикосова — трубки с квантованным магнитным потоком). Эта работа стала основой современной теории, объясняющей сбой периодов пульсаров взаимодействием нормальной и сверхтекучей компонент вещества внутри НЗ (см., например, [4]).

Важным шагом в развитии теории стала работа Хоффберга и др. [79], опубликованная в 1970 г. Авторы показали, что при  $\rho \gtrsim \rho_0$  взаимодействие нейтронов в триплетном состоянии  $^3P_2$  является притягивательным. Поэтому в ядре НЗ возможна триплетная нейтронная сверхтекучесть с анизотропной щелью. Авторы выполнили первые расчеты критических температур триплетной сверхтекучести нейтронов в НЗ.

За работой [79] последовало множество других, в которых разрабатывалась теория и производились вычисления критических температур нуклонов в НЗ. Были рассмотрены сверхтекучести разных типов и использованы различные модельные потенциалы нуклон-нуклонного взаимодействия. В некоторых работах использовались потенциалы, перенормированные с учетом поляризационных свойств среды на основе разных вариантов многочастичных теорий. Сравнительный анализ различных подходов дан, например, в [80–83, 67]. Подробный обзор написан не так давно Такацукой и Тамагаки [84]. Много работ посвящено изучению триплетной сверхтекучести нейтронов в ядрах НЗ (см., например, [79, 85–88, 81, 83, 84, 89–93]). Отметим модельные расчеты триплетного спаривания нейтронов в ядрах НЗ с сильным магнитным полем [94]. Согласно этим расчетам, в поле  $B \gtrsim 10^{16}$  Гс триплетная сверхтекучесть с узлами щели на ферми-поверхности становится энергетически выгоднее обычно рассматриваемой триплетной сверхтекучести без узлов (раздел 3.2). Синглетная сверхтекучесть протонов в ядрах НЗ подробно исследовалась во многих работах (например, в [95, 96, 80, 97, 83, 67, 84, 89, 98, 93]). В [99] изучена синглетная сверхтекучесть нуклонов в ядрах НЗ и оценены максимальные значения плотности, при которых такая сверхтекучесть исчезает. Упомянем работы [100, 101], в которых исследовалась возможность образования нейтрон-протонных куперовских пар в однородной нуклонной материи. В симметричной материи такое спаривание возможно, но в НЗ оно не происходит из-за большого различия фермиевских импульсов нейтронов и протонов. Большое число работ (например, [79, 102–104, 80, 105, 106, 97, 82, 83, 67, 84, 107–109, 98, 110]) посвящено синглетной сверхтекучести свободных нейтронов во

внутренней коре НЗ. Нуклоны, находящиеся в атомных ядрах внутренней коры, тоже могут испытывать спаривание, но гораздо более слабое, чем свободные нейтроны (см., например, [104, 111, 109, 112, 110]).

Хотя мы не будем рассматривать экзотические модели ядер НЗ (раздел 2.1), упомянем, что сверхтекучесть возможна и в этих моделях. Так, Такацука и Тамагаки [84] сделали обзор расчетов сверхтекучести нейтронов и протонов при наличии пионного конденсата. Новые результаты в этой области получены ими же в [91–93]. В работе [113] эти же авторы исследовали нуклонную сверхтекучесть в присутствии каонного конденсата. Наличие пионного или каонного конденсатов настолько сильно смешивает состояния нейтронов и протонов, что может возникать триплетное спаривание квазипротонов. Рядом авторов обсуждается сверхтекучесть в кварковой материи (см., например, [114, 115, 30, 33]). Возможна и сверхтекучесть гиперонов в гиперонизированном пре-веществе [116]. Что же касается электронов и/или мюонов, взаимодействующих посредством кулоновских сил, то, в принципе, они тоже могут переходить в сверхтекучее состояние. Однако соответствующие критические температуры очень низки и не интересны в приложении к НЗ. Например, согласно оценкам [77], температура спаривания вырожденных электронов при  $\rho \gtrsim 100 \text{ г см}^{-3}$  не превосходит 1 К, в то время как внутренние температуры остывающих НЗ возраста  $t \lesssim 10^6$  лет не опускаются ниже  $10^6$  К (раздел 7).

Резюмируем результаты работ по сверхтекучести нуклонов в коре и в ядре НЗ со стандартным (пре) составом.

1. Синглетная сверхтекучесть нейтронов существует во внутренней коре НЗ и исчезает при плотности  $\rho \sim \rho_0$ , при которой эффективное притяжение между нейтронами в синглетном состоянии сменяется отталкиванием. Зависимость критической температуры  $T_{\text{сн}}$  от  $\rho$  имеет максимум при субъядерной плотности. Максимальные значения  $T_{\text{сн}}$  для разных моделей плотного вещества лежат в пределах от  $10^8$  до  $10^{11}$  К.

2. Триплетная сверхтекучесть нейтронов возникает в ядрах НЗ при  $\rho \gtrsim \rho_0$  благодаря эффективному притяжению между нейтронами в триплетном состоянии. Зависимость соответствующей критической температуры от плотности, как правило, имеет максимум при сверхъядерной плотности. Максимальные значения  $T_{\text{сн}}$  для разных моделей варьируются от  $10^8$  до  $10^{10}$  К.

3. В ядрах НЗ имеет место синглетная сверхтекучесть протонов. Зависимость  $T_{\text{ср}}(\rho)$  обычно содержит максимум при сверхъядерной плотности, причем максимальные значения  $T_{\text{ср}}$  для разных моделей вещества лежат в диапазоне от  $10^8$  до  $10^{10}$  К.

4. Критическая температура очень чувствительна к величине отталкивательного кора в модельном потенциале нуклон-нуклонного взаимодействия (см., например, [86, 102, 84]). Температура  $T_c$  резко растет с ослаблением кора, т.е. с усилением притяжения между нуклонами. Даже небольшое дополнительное притяжение нуклонов (например, за счет учета связи состояний  $^3P_2$  и  $^3F_2$  при триплетном спаривании нейтронов [87, 84]) может увеличить  $T_c$  на порядки. В целом сверхтекучесть нуклонов усиливается для моделей НЗ с более мягким уравнением состояния.

5. Критическая температура резко падает с уменьшением эффективной массы нуклонов в веществе (см.,

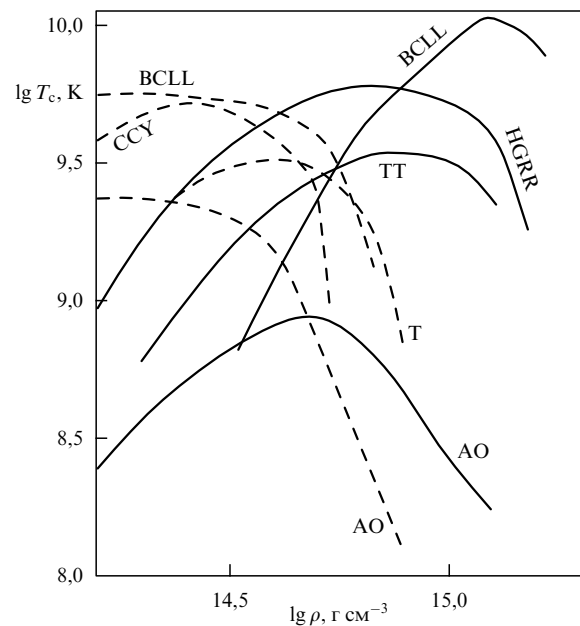


Рис. 3. Критические температуры триплетной сверхтекучести нейтронов (сплошные линии) и синглетной сверхтекучести протонов (штрихи) как функции плотности по расчетам разных авторов: HGRR — [79], TT — [86], CCY — [95], T — [96], AO — [80, 81], BCLL — [83] (подробнее см. текст).

например, [86, 95, 84]), т.е. с уменьшением плотности числа состояний на поверхности Ферми. При достаточно низких эффективных массах ( $m_N^* \lesssim 0,5m_N$ ) сверхтекучесть исчезает вовсе.

6. Критическая температура сильно зависит от метода учета многочастичных (поляризационных) эффектов. Так, учет поляризационных эффектов для нейтронов в коре НЗ обычно приводит к уменьшению  $T_{\text{сн}}$  в несколько раз (например, [103, 82, 107, 84]).

Для иллюстрации на рис. 3 приведены температуры появления триплетной сверхтекучести нейтронов и синглетной сверхтекучести протонов в зависимости от плотности по результатам нескольких работ.

Кривая HGRR рассчитана Хоффбергом и др. [79] для нейтронной сверхтекучести с использованием модельного межнуклонного потенциала Табакина [117], который хорошо воспроизводит экспериментально измеренные фазы рассеяния нуклонов с энергией  $\leq 320$  кэВ. Поляризационные эффекты в [79] не учитывались, эффективные массы нейтронов считались равными массам свободных частиц. Кривая TT вычислена Такацукой и Тамагаки [86] для нейтронной сверхтекучести при тех же предположениях, но с использованием межнуклонного потенциала в модели однопионного обмена (OPEG  $^3O-1$ ) с несколько более жестким отталкивательным кором. Это понижает значения  $T_{\text{сн}}$ . Сплошная кривая AO получена Амундсенем и Остгардом [81] для нейтронной сверхтекучести в сходном однопионном приближении (OPEG), но эффективная масса нейтронов определялась самосогласованно и оказалась несколько меньше массы свободного нейтрона. Это дополнительно уменьшает  $T_{\text{сн}}$ . Сплошная линия BCLL — результат недавних расчетов Бальдо и др. [83] с использованием эмпирического межнуклонного потенциала (Argonne  $v_{14}$ ), который точно воспроизводит лабораторные данные по рассея-



нию нуклонов. Перенормировка потенциала и массы нейтрона под действием поляризационных эффектов не проводилась. Как следствие — снова достаточно высокие значения  $T_{\text{сн}}$ .

Штриховая кривая ССУ — расчеты Чао и др. [95] для протонной сверхтекучести с использованием упрощенного потенциала Сербера, удовлетворительно описывающего экспериментально измеренные фазы нуклон-нуклонного рассеяния в синглетном состоянии. Эффективная масса протонов определялась самосогласованно. Кривая Г — результаты Такацуки [96] при тех же предположениях, но с использованием более реалистичного потенциала ОРЕГ. Штриховая кривая АО рассчитана Амундсенем и Остгардом [80] также в приближении одноопионного обмена, но при ином способе определения эффективной массы протонов, что ведет к заметному отличию критических температур  $T_{\text{ср}}$ . Наконец, штриховая кривая ВСLL получена Бальдо и др. [83] при тех же предположениях, что и сплошная кривая ВСLL. Пренебрежение поляризационными эффектами приводит к высокой критической температуре  $T_{\text{ср}}$ .

Особо отметим большую неопределенность значений  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$ . Так, упомянутые кривые ВСLL [83] дают очень высокие критические температуры в веществе сверхъядерной плотности, а, например, расчеты [92] показывают снижение критических температур нуклонов при плотностях в несколько  $\rho_0$ , при которых включаются прямые урка-процессы. В этих условиях мы не будем отдавать предпочтение каким-либо модельным расчетам и при анализе эффектов сверхтекучести будем считать  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  свободными параметрами.

### 3.2. Энергетические щели и критические температуры

Таким образом, в ядре НЗ интересны случаи спаривания нуклонов в состояниях  $^1S_0$  или  $^3P_2$ . Сверхтекучестью типа  $^3P_2$  в пре-веществе обладают, по всей видимости, лишь нейтроны. При ее рассмотрении следует учитывать наличие разных проекций момента  $m_J$  нуклон-нуклонной пары на ось квантования:  $|m_J| = 0, 1, 2$ . Истинное (энергетически выгодное) состояние пары может быть суперпозицией состояний с различными  $m_J$  (см., например, [81, 83]). В силу неопределенности теории это состояние пока не известно; возможно, оно меняется с плотностью и температурой.

В расчетах остывания НЗ обычно рассматривается лишь один тип триплетного спаривания — с  $m_J = 0$ ; исключение составляет лишь недавняя работа [118]. Ниже мы рассмотрим сверхтекучесть типов  $^3P_2$  с  $m_J = 0$  и  $|m_J| = 2$ , поскольку влияние сверхтекучести этих типов на теплоемкость и нейтринную светимость НЗ качественно различно.

Для определенности исследуем сверхтекучесть БКШ для газа почти свободных (квази) нуклонов. Изучаемые типы сверхтекучести  $^1S_0$ ,  $^3P_2$  ( $m_J = 0$ ) и  $^3P_2$  ( $|m_J| = 2$ ) будем обозначать буквами А, В и С (табл. 1). Критические температуры считаем свободными параметрами.

Таблица 1. Три изучаемых типа сверхтекучести

Тип сверхтекучести	$\lambda$	$F(\vartheta)$	$k_B T_c / \Delta(0)$
А $^1S_0$	1	1	0,5669
В $^3P_2(m_J = 0)$	1/2	$1 + 3\cos^2\vartheta$	0,8416
С $^3P_2( m_J  = 2)$	3/2	$\sin^2\vartheta$	0,4926

Возникновение сверхтекучести сопровождается появлением энергетической щели  $\delta$  в зависимости энергии нуклонов от импульса  $\varepsilon(\mathbf{p})$ . Вблизи поверхности Ферми ( $|p - p_F| \ll p_F$ ) имеем [119]

$$\varepsilon = \mu - \sqrt{\delta^2 + \eta^2}, \quad p < p_F; \quad \varepsilon = \mu + \sqrt{\delta^2 + \eta^2}, \quad p \geq p_F. \quad (6)$$

Здесь  $\eta = v_F(p - p_F)$ ,  $v_F$  и  $p_F$  — фермиевские скорость и импульс нуклонов,  $\mu$  — химический потенциал, причем  $\delta \ll \mu$ . В изучаемых случаях  $\delta^2 = \Delta^2(T)F(\vartheta)$ ,  $\Delta(T)$  — амплитуда, определяющая зависимость ширины щели от температуры,  $F(\vartheta)$  описывает зависимость  $\delta$  от угла  $\vartheta$  между осью квантования и импульсом частицы  $\mathbf{p}$ . Величины  $\Delta$  и  $F$  определяются типом сверхтекучести (см. табл. 1). Для сверхтекучести типа А щель является изотропной,  $\delta = \Delta$ . При сверхтекучести типов В и С щель анизотропна (зависит от  $\vartheta$ ). Отметим, что в случае С энергетическая щель исчезает на полюсах ферми-сферы при любой температуре (поскольку  $F(0) = F(\pi) = 0$ ), т.е. сверхтекучесть не влияет на нуклоны, движущиеся вдоль оси квантования.

Амплитуда щели  $\Delta(T)$  определяется уравнением теории БКШ (см., например, учебник [119] или работу [85]), которое можно записать в виде

$$\ln \left[ \frac{\Delta_0}{\Delta(T)} \right] = 2\lambda \int \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty \frac{dx}{z} f F(\vartheta), \quad (7)$$

где  $\Delta_0 = \Delta(0)$ ,  $d\Omega$  — элемент телесного угла в направлении вектора  $\mathbf{p}$ ,  $f = (1 + \exp z)^{-1}$  — функция распределения Ферми–Дирака,  $\lambda$  — числовой коэффициент (см. табл. 1),

$$z = \frac{\varepsilon - \mu}{k_B T} = \text{sign}(x) \sqrt{x^2 + y^2}, \quad x = \frac{\eta}{k_B T}, \quad y = \frac{\delta}{k_B T}. \quad (8)$$

Пользуясь (7), нетрудно получить значения  $k_B T_c / \Delta_0$ , приведенные в табл. 1. Для удобства последующего изложения введем переменные

$$v = \frac{\Delta(T)}{k_B T}, \quad \tau = \frac{T}{T_c}. \quad (9)$$

Безразмерная амплитуда щели  $v$  описывает зависимость ширины щели от температуры. Она определяется лишь типом сверхтекучести и безразмерной температурой  $\tau$ . В случае А величина  $v$  отвечает изотропной щели, в случае В — минимальной, а в случае С — максимальной щели на ферми-поверхности. В новых обозначениях безразмерная щель  $v$  имеет вид

$$y_A = v_A, \quad y_B = v_B \sqrt{1 + 3\cos^2\vartheta}, \quad y_C = v_C \sin\vartheta. \quad (10)$$

Из уравнения (7) можно получить асимптотики амплитуды щели вблизи температуры перехода и в пределе так называемой сильной сверхтекучести ( $T \ll T_c$ ). Так, при  $T \rightarrow T_c$ ,  $T < T_c$  ( $\tau \rightarrow 1$ ) имеем (см., например, [119, 120])  $v = \beta\sqrt{1 - \tau}$ , где  $\beta_A = 3,063$ ,  $\beta_B = 1,977$ ,  $\beta_C = 3,425$ . При  $T \ll T_c$  получим  $v = \Delta_0 / (k_B T_c \tau)$ . В [121, 120] выполнен численный расчет зависимости  $v = v(\tau)$  при промежуточных  $\tau$  и предложены аналитические формулы, которые аппрок-

симируют численные результаты:

$$\begin{aligned} v_A &= \sqrt{1-\tau} \left( 1,456 - \frac{0,157}{\sqrt{\tau}} + \frac{1,764}{\tau} \right), \\ v_B &= \sqrt{1-\tau} \left( 0,7893 + \frac{1,188}{\tau} \right), \\ v_C &= \frac{\sqrt{1-\tau^4}}{\tau} (2,030 - 0,4903\tau^4 + 0,1727\tau^8). \end{aligned} \quad (11)$$

Эти формулы потребуются при расчетах теплоемкости и нейтринной светимости сверхтекучих ядер НЗ.

Здесь и ниже мы приводим аппроксимационные выражения, средняя погрешность которых составляет 1–2%, а максимальная погрешность не превосходит 5%. В приложении к остыванию НЗ точность этих аппроксимаций более чем достаточна. Наши аппроксимации воспроизводят также всевозможные асимптотики описываемых величин.

Заметим, что при триплетной сверхтекучести с  $|m_j| = 1$  или при триплетной сверхтекучести, представляющей собой суперпозицию состояний с разными  $|m_j|$ , анизотропная щель  $\delta$  зависит не только от угла  $\vartheta$ , но и от азимутального угла  $\phi$  вектора  $\mathbf{p}$ . Исследование влияния такой сверхтекучести на теплоемкость или нейтринную светимость громоздко и еще не выполнено.

### 3.3. Теплоемкость сверхтекучих ядер нейтринных звезд

Рассмотрим пре-вещество ядер НЗ. Удельная (на единицу объема) теплоемкость равна сумме парциальных теплоемкостей частиц каждого сорта  $j$ :  $C = \sum_j C_j$ , где  $j = n, p, e$ . Поскольку частицы сильно вырождены, теплоемкости при постоянном объеме и давлении почти одинаковы [119], и мы не будем делать различия между ними. Парциальная теплоемкость определяется стандартной термодинамической формулой [119]:

$$C_j = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int d\mathbf{p}_j (\varepsilon_j - \mu_j) \frac{df_j}{dT}, \quad (12)$$

где  $\varepsilon_j$  и  $\mathbf{p}_j$  — энергия и импульс частицы,  $\mu_j$  — химический потенциал,  $f_j$  — функция распределения Ферми–Дирака.

В рассматриваемых условиях электроны нормальны и образуют почти идеальный сильно вырожденный ультрарелятивистский газ. Соответственно,

$$C_e = \frac{m_e^* p_{F_e} k_B^2 T}{3\hbar^3} \approx 5,67 \times 10^{19} \left( \frac{n_e}{n_0} \right)^{2/3} T_9 \text{ (эрг см}^{-3} \text{ К}^{-1}), \quad (13)$$

где  $m_e^* = \mu_e/c^2 \approx p_{F_e}/c$ ,  $p_{F_e}$  и  $n_e$  — импульс Ферми и концентрация электронов,  $n_0 = 0,16 \text{ Фм}^{-3}$  — концентрация нуклонов в атомных ядрах. При наличии мюонов в полную теплоемкость следует добавить парциальную теплоемкость  $C_\mu$ , которая аналогична  $C_e$ , с той лишь разницей, что мюоны могут быть и нерелятивистскими.

Нейтроны и протоны ( $j = N = n$  или  $p$ ) во внутренних слоях НЗ образуют нерелятивистскую, сильно неидеальную ферми-жидкость (раздел 2.1). Парциальная теп-

лоемкость (12) нормальных нуклонов равна

$$\begin{aligned} C_{N_0} &= \frac{m_N^* p_{F_N} k_B^2 T}{3\hbar^3} \approx \\ &\approx 1,61 \times 10^{20} \frac{m_N^*}{m_N} \left( \frac{n_N}{n_0} \right)^{1/3} T_9 \text{ (эрг см}^{-3} \text{ К}^{-1}). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь  $p_{F_N}$  — фермиевский импульс нуклонов, определяемый их концентрацией  $n_N$ , а  $m_N^*$  — эффективная масса (квази) нуклона в веществе. Заметим, что основной вклад в теплоемкость вносят нуклоны с энергиями вблизи уровня Ферми,  $|\varepsilon_N - \mu_N| \lesssim k_B T$ , которые могут участвовать в процессах обмена энергией  $\sim k_B T$ .

При  $T < T_c$  в формуле (12) следует учесть наличие энергетической щели (6). В общем виде можно записать, что теплоемкость нуклонов

$$C_N = C_{N_0} R(T), \quad (15)$$

где  $C_{N_0}$  — парциальная теплоемкость нормальных нуклонов (14), а фактор  $R$  описывает изменение этой теплоемкости под действием сверхтекучести. Фактор  $R$  зависит от типа сверхтекучести и от безразмерной температуры  $\tau$ . Очевидно, что при  $T > T_c$  ( $\tau > 1$ ) следует положить  $R(T) = 1$ .

Общее выражение для фактора  $R$  получается из формулы (12), если ввести в нее дисперсионное соотношение (6), безразмерные переменные (8) и учесть (14):

$$R = \frac{3}{2\pi^3} \int d\Omega \int_0^\infty dx z T \frac{df(z)}{dT}. \quad (16)$$

Отметим, что функция Ферми–Дирака  $f$  зависит от  $T$  как явным образом, так и функционально, через дисперсионное соотношение (6). Поэтому выражение  $df/dT$  содержит производную от амплитуды щели  $\Delta(T)$  по температуре.

Теплоемкость сверхтекучих ферми-систем хорошо изучена в физической литературе, особенно для синглетного спаривания, но эти результаты мало известны в астрофизике НЗ. Расчет теплоемкости  $C_A(T)$  для сверхтекучести типа  $^1S_0$  выполнен Мюльшлегелем [122] и приводится в [119]. Максвелл [123] предложил аппроксимацию  $C_A(T)$  в диапазоне  $0,2 T_c \leq T \leq T_c$ . Андерсон и Морел [73] нашли асимптотику  $C_C$  при  $T \ll T_c$  для сверхтекучести типа С. Простые выражения для  $R_A$ ,  $R_B$  и  $R_C$ , удобные при расчетах теплоемкости нуклонов в ядрах НЗ, получены в [120] и приведены ниже.

При понижении температуры ниже критической теплоемкость испытывает скачок, вызванный выделением скрытой теплоты при фазовом переходе. Для сверхтекучести типа А скачок определяется величиной  $R_A(T_c) = 2,426$  [119], а в случаях В и С имеем  $R_B(T_c) = R_C(T_c) = 2,188$ . Этот скачок влияет на остывание НЗ (раздел 7.2).

При температурах много ниже критической ( $T \ll T_c$ ,  $v \rightarrow \infty$ ) теплоемкость сильно подавляется наличием энергетической щели в спектре нуклонов. Напомним, что в отсутствие щели основной вклад в теплоемкость вносили бы нуклоны с энергиями  $|\varepsilon - \mu| \lesssim k_B T$ . Однако при  $T \gg T_c$  для всех нуклонов в случаях А или В и почти для всех нуклонов (исключая малую долю вблизи полюсов ферми-сферы) в случае С щель  $\delta$  значительно превосходит  $k_B T$ . Поэтому "теплоемких" нуклонов с

энергиями  $|\varepsilon - \mu| \lesssim k_B T$  нет или почти нет, что и приводит к подавлению теплоемкости. Имеем асимптотики:

$$R_A = \frac{3\sqrt{2}}{\pi^{3/2}} v^{5/2} \exp(-v) = \frac{3,149}{\tau^{5/2}} \exp\left(-\frac{1,764}{\tau}\right),$$

$$R_B = \frac{\sqrt{3}}{\pi} v^2 \exp(-v) = \frac{0,7781}{\tau^2} \exp\left(-\frac{1,188}{\tau}\right),$$

$$R_C = \frac{7\pi^2}{5v^2} = 3,353\tau^2. \quad (17)$$

Здесь и далее в факторах  $R$ , помеченных индексами А, В или С, полагаем  $v = v_A$ ,  $v = v_B$  или  $v = v_C$ . Видно, что с уменьшением температуры факторы  $R_A$  и  $R_B$  убывают экспоненциально, а фактор  $R_C$  — гораздо медленнее, пропорционально  $T^2$ . Экспоненциальное убывание связано с экспоненциально слабой "эффективностью возбуждения" квазинуклонов вблизи поверхности Ферми при наличии щели. В данном случае это отражается на слабой способности "распоряжаться теплом", но, вообще говоря, подавляются любые реакции (переходы) нуклонов. Отсутствие малой экспоненты в случае С связано с тем, что ширина щели  $\delta_C = \delta_C(T, \vartheta)$  обращается в нуль на полюсах ферми-сферы. Вблизи полюсов сверхтекучесть исчезает, и нуклоны обладают "нормальной" теплоемкостью. Однако число таких нуклонов убывает пропорционально  $T^2$ , что и приводит к степенному подавлению теплоемкости нуклонной жидкости в целом.

Результаты численного расчета факторов  $R$ , а также их асимптотики при  $v \rightarrow 0$  и  $v \rightarrow \infty$  описываются простыми аппроксимационными формулами [120]:

$$R_A = \left(0,4186 + \sqrt{(1,007)^2 + (0,5010v)^2}\right)^{2,5} \times \exp\left(1,456 - \sqrt{(1,456)^2 + v^2}\right),$$

$$R_B = \left(0,6893 + \sqrt{(0,790)^2 + (0,2824v)^2}\right)^2 \times \exp\left(1,934 - \sqrt{(1,934)^2 + v^2}\right),$$

$$R_C = \frac{2,188 - (9,537 \times 10^{-5}v)^2 + (0,1491v)^4}{1 - (0,2846v)^2 + (0,01335v)^4 + (0,1815v)^6}. \quad (18)$$

Формулы (18) с учетом (11) позволяют легко вычислить фактор  $R$  как функцию безразмерной температуры  $\tau$ .

Зависимость  $R$  от  $\tau$  для сверхтекучести типов А, В, С изображена на рис. 4. Факторы  $R_A$  и  $R_B$  как функции безразмерной амплитуды щели  $v$  близки друг к другу, что проиллюстрировано на рис. 5.

В расчетах остывания НЗ до публикаций [121, 120], насколько нам известно, рассматривалась сверхтекучесть типа А или В и использовались упрощенные факторы вида  $R^* = \exp(-u)$ , где  $u_A = \delta_A/(k_B T) = 1,764/\tau$ ,  $u_B = \delta_{\max}/(k_B T) = 2,376/\tau$ ,  $\delta_{\max} = 2\delta_B(0)$  — максимальная ширина энергетической щели  $\delta_B(0, \vartheta)$  как функции  $\vartheta$  при  $T = 0$ . Указанные факторы вводились из физических соображений (см., например, [5]) на основе предположений, высказанных в [123]. На рисунке 4 показано, что упрощенные факторы не воспроизводят скачок теплоемкости при  $T = T_c$  и сильно переоценивают

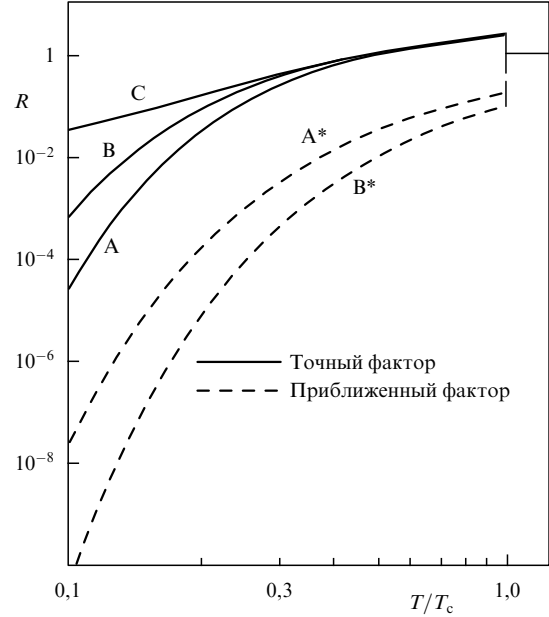


Рис. 4. Факторы  $R$ , описывающие изменение теплоемкости под действием сверхтекучести в зависимости от  $T/T_c$ . Буквы у кривых указывают тип сверхтекучести. Штриховыми кривыми  $A^*$  и  $B^*$  показаны упрощенные факторы  $R^*$  для сверхтекучести типов А и В, которые обычно использовались в приложениях ранее (см. текст).

подавление теплоемкости при  $T \ll T_c$ . Дело в том, что правильные асимптотики при  $T \ll T_c$  содержат большие предэкспоненциальные множители, опущенные в приближенных формулах. Факторы  $R_B$  и  $R_B^*$  отличаются, кроме того, еще и показателями экспоненты. Вместо правильного показателя  $v_B = \delta_{\min}/(k_B T)$  (см. (17)) приближенный фактор содержит показатель  $v_B^* = \delta_{\max}/(k_B T) = 2\delta_{\min}/(k_B T)$ , вдвое больший, чем нужно. В результате, например, при  $T = 0,1 T_c$  точный фактор  $R_A$  превосходит приближенный  $R_A^*$  примерно на три

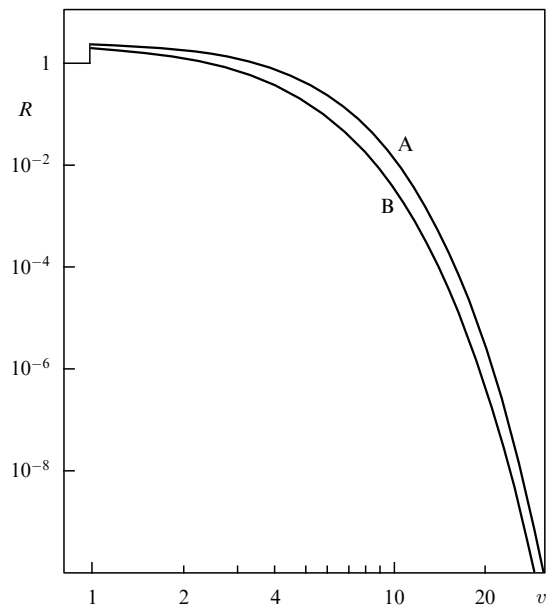


Рис. 5. Факторы  $R_A$  (кривая А) и  $R_B$  (кривая В), как и на рис. 4, но в зависимости от безразмерной амплитуды щели  $v$ .

порядка, а точный фактор  $R_B$  превосходит  $R_B^*$  на семь порядков.

Хотя локальные теплоемкости частиц каждого сорта определяются конкретным уравнением состояния, относительный вклад  $n$ ,  $p$  и  $e$  в полную теплоемкость нормального ядра НЗ не сильно зависит от уравнения состояния [124]. Примерно 3/4 полной теплоемкости обычно приходится на долю нейтронов, 1/4 — на долю протонов, и лишь около 5% вносится электронами. Поэтому сильная сверхтекучесть  $n$  (при нормальных  $p$ ) уменьшает теплоемкость НЗ приблизительно в 4 раза. В обратном случае (сильная сверхтекучесть  $p$  при нормальных  $n$ ) полная теплоемкость уменьшается только на ~ 25%. При одновременной сильной сверхтекучести  $n$  и  $p$  "выживает" лишь ~ 5% теплоемкости нормального ядра. В разделе 7.2 мы увидим, что асимметрия нуклонного состава ядер НЗ сказывается на их остывании.

#### 4. Подавление прямого урка-процесса сверхтекучестью нуклонов

##### 4.1. Прямой урка-процесс без сверхтекучести

Ускоренное нейтринное охлаждение НЗ со стандартным ядерным составом определяется прямым урка-процессом (4) с участием нейтронов и протонов, который разрешен [19] для многих реалистических уравнений состояния во внутреннем ядре НЗ. Во внешнем ядре процесс запрещен законом сохранения импульса частиц (раздел 2.2).

Процесс (4) состоит из прямой и обратной реакций. При условии бета-равновесия их скорости одинаковы, и достаточно рассчитать скорость нейтринных потерь энергии в первой реакции и результат удвоить. Результирующая скорость потерь в прямом урка-процессе, помечаемом далее верхним индексом (D) (*Direct URCA process*), в нормальном (несверхтекучем) веществе дается выражением [19] ( $\hbar = c = k_B = 1$ )

$$Q^{(D)} = 2 \int \left[ \prod_{j=1}^2 \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3} \right] \frac{d^3 p_e}{2\epsilon_e (2\pi)^3} \frac{d^3 p_\nu}{2\epsilon_\nu (2\pi)^3} \times \\ \times (2\pi)^4 \delta(E_f - E_i) \delta(\mathbf{P}_f - \mathbf{P}_i) \epsilon_\nu \mathcal{L} \sum_{\text{spins}} |M|^2 \Theta, \quad (19)$$

где  $\mathbf{p}_j$  — импульсы нуклонов ( $j = 1$  отвечает нейтрону,  $j = 2$  — протону),  $\mathbf{p}_e$  и  $\epsilon_e$  — импульс и энергия электрона,  $\mathbf{p}_\nu$  и  $\epsilon_\nu$  — импульс и энергия антинейтрино, дельта-функция  $\delta(E_f - E_i)$  описывает закон сохранения энергии, а  $\delta(\mathbf{P}_f - \mathbf{P}_i)$  — закон сохранения импульса начальных (i) и конечных (f) продуктов реакции. Далее,  $\mathcal{L}$  есть произведение функций распределения Ферми–Дирака или соответствующих блокировочных факторов нуклонов и электрона,  $|M|^2$  — квадрат модуля амплитуды реакции. Суммирование ведется по спинам частиц в начальном и конечном состояниях. Тета-функция запрещает протекание реакции в веществе малой плотности (раздел 2.2):  $\Theta = 1$ , если импульсы  $p_{F_n}$ ,  $p_{F_p}$ ,  $p_{F_e}$  удовлетворяют "правилу треугольника", и  $\Theta = 0$  в противном случае.

Поскольку нуклоны и электроны в ядре НЗ сильно вырождены, вклад в интеграл (19) вносят лишь узкие области в пространстве импульсов частиц вблизи соответствующих поверхностей Ферми. Поэтому можно

положить  $p = p_F$  во всех плавных подынтегральных функциях. Для нерелятивистских нуклонов величина  $\sum_{\text{spins}} |M|^2$  не зависит от импульсов частиц и может быть вынесена из-под интеграла. Оставшийся интеграл вычисляется стандартным методом разделения интегрирования по направлениям и величинам импульсов. Обезразмерив переменные согласно (8), скорость нейтринных потерь энергии (19) можно записать в виде [125]

$$Q^{(D)} = \frac{4}{(2\pi)^8} T^6 A I S \overline{|M|^2} \Theta, \quad (20)$$

$$A = \left[ \prod_{j=1}^4 \int d\Omega_j \right] \delta \left( \sum_{j=1}^4 \mathbf{p}_j \right), \quad (21)$$

$$I = \int_0^\infty dx_\nu x_\nu^3 \left[ \prod_{j=1}^3 \int_{-\infty}^{+\infty} dx_j f_j \right] \delta \left( \sum_{j=1}^3 x_j - x_\nu \right), \quad (22)$$

$$S = \prod_{j=1}^3 p_{F_j} m_j^*. \quad (23)$$

Величина  $A$  содержит интегралы по направлениям импульсов частиц (индекс  $j = 1, 2, 3$  и  $4$  соответствует  $n, p, e$  и  $\bar{\nu}_e$ );  $d\Omega_j$  — элемент телесного угла в направлении  $\mathbf{p}_j$ . В дельта-функции все длины векторов  $\mathbf{p}_j$  должны быть равны соответствующим импульсам Ферми. Величина  $I$ , даваемая формулой (22), включает интегралы по безразмерным энергиям нейтрино  $x_\nu = p_\nu/T = \epsilon_\nu/T$  и других частиц  $x_j = v_{F_j}(p - p_{F_j})/T$  (см. (8));  $f_j = [\exp(x_j) + 1]^{-1}$  — функция Ферми–Дирака. Для частиц  $j = 2$  и  $3$  сделано преобразование  $[1 - f(x)] \rightarrow f(x)$  путем замены  $x \rightarrow -x$ . Наконец, в выражении  $S$  собраны плотности числа состояний на ферми-поверхностях  $n, p$  и  $e$ ;  $m_j^*$  — эффективная масса частиц, причем  $m_e^* = \mu_e/c^2$ . Согласно [20], величина  $|M|^2$ , просуммированная по спинам частиц в конечном состоянии и усредненная по спинам исходного нейтрона и по направлениям импульсов электрона и нейтрино, равна  $G_F^2 \cos^2 \theta_C (f_\nu^2 + 3g_a^2)$ , где  $G_F = 1,436 \times 10^{-49}$  эрг см<sup>3</sup> — постоянная Ферми слабого взаимодействия;  $f_\nu = 1$  и  $g_a = 1,26$  — векторная и аксиально-векторная константы для изучаемой реакции;  $\theta_C$  — угол Кабиббо ( $\sin \theta_C = 0,231$ ).

В отсутствие сверхтекучести интегралы  $A$  и  $I$  сводятся к стандартным (см., например, [1]) и дают  $A_0 = 32\pi^3 / (p_{F_n} p_{F_p} p_{F_e})$ ,  $I_0 = 457\pi^6 / 5040$ . С учетом этих выражений скорость прямых урка-потерь в нормальном веществе (в обычных физических единицах) имеет вид [20]

$$Q_0^{(D)} = \frac{457\pi}{10080} G_F^2 \cos^2 \theta_C (f_\nu^2 + 3g_a^2) \frac{m_n^* m_p^* m_e^*}{\hbar^{10} c^3} (k_B T)^6 \Theta \approx \\ \approx 4,00 \times 10^{27} \left( \frac{n_e}{n_0} \right)^{1/3} \frac{m_n^* m_p^*}{m_n^2} T_9^6 \Theta \quad (\text{эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}). \quad (24)$$

Здесь, как и раньше,  $n_0 = 0,16 \text{ Фм}^{-3}$ .

Если в плотном веществе имеются мюоны, то возможен прямой урка-процесс с участием мюонов вместо электронов. Скорость процесса дается формулой (24), в которой  $m_e^*$  следует заменить на  $m_\mu^*$ . Аналогичная формула справедлива и для прямых урка-процессов с участием гиперонов (раздел 4.4). Отметим, что

величины  $f_v$  и  $g_a$  могут перенормироваться под действием поляризационных эффектов в плотном веществе. Точный расчет этих эффектов сложен. Здесь и ниже для определенности используем перенормированные значения. Заметим также, что прямой урка-процесс подвержен влиянию сильных магнитных полей ( $B \gtrsim 10^{16}$  Гс) [126].

**4.2. Прямой урка-процесс при наличии сверхтекучести**

В отсутствие сверхтекучести основной вклад в генерацию нейтрино вносят нуклоны с энергиями  $|\varepsilon - \mu| \lesssim k_B T$ . При появлении сверхтекучести в спектре нуклонов возникает энергетическая щель, которая подавляет реакцию. Природа подавления сходна с природой подавления теплоемкости сильной сверхтекучестью (раздел 3.3). В отличие от теплоемкости даже слабая сверхтекучесть обычно подавляет нейтринные реакции. Исключение составляет генерация нейтрино при куперовском спаривании нуклонов (разделы 2.2, 6.1).

Обобщение выражения для скорости нейтринного энерговыделения в прямом урка-процессе на случай сверхтекучести достигается введением энергетической щели в зависимость  $\varepsilon(\mathbf{p}_j)$  для нуклонов (см. (6)). Пусть протоны ( $j = 2$ ) обладают сверхтекучестью типа А, а нейтроны ( $j = 1$ ) — сверхтекучестью типа А, В или С. Тогда для учета сверхтекучести в формуле (22) достаточно сделать замену  $x_j \rightarrow z_j$  (см. (8)) и ввести усреднение по направлениям  $\mathbf{p}_1$ . В итоге скорость нейтринных потерь энергии можно записать в виде

$$Q^{(D)} = Q_0^{(D)} R^{(D)}, \quad R^{(D)}(v_1, v_2) = \frac{I}{I_0} = \int \frac{d\Omega}{4\pi} J(y_1, y_2) = \int_0^{\pi/2} d\vartheta \sin \vartheta J(y_1, y_2), \quad (25)$$

где  $y_2 \equiv v_2$ ,  $y_1$  дается формулой (10),

$$J(y_1, y_2) = \frac{1}{I_0} \int_0^{+\infty} dx_v x_v^3 \int_{-\infty}^{+\infty} dx_1 f(z_1) \times \int_{-\infty}^{+\infty} dx_2 f(z_2) \int_{-\infty}^{+\infty} dx_e f(x_e) \delta(x_v - z_1 - z_2 - x_e), \quad (26)$$

$d\Omega$  — элемент телесного угла в направлении  $\mathbf{p}_1$ ,  $\vartheta$  — угол между  $\mathbf{p}_1$  и осью квантования,  $Q_0^{(D)}$  — скорость нейтринных потерь (24) без сверхтекучести,  $R^{(D)}$  — фактор подавления нейтринных потерь сверхтекучестью. Для нормальных нуклонов формально  $R^{(D)} = 1$ , а при наличии сверхтекучести  $R^{(D)} < 1$ . Интегралы (25) и (26) рассчитаны в [121, 125] для различных комбинаций сверхтекучести нейтронов и протонов. Результаты описаны ниже.

**4.3. Сверхтекучесть нейтронов или протонов**

Рассмотрение случаев, когда сверхтекучими являются только нейтроны или только протоны, аналогично и ведет к сходным результатам. Пусть сверхтекучими являются нейтроны. Тогда в (25) и (26) следует положить  $z_2 = x_2$ , и фактор  $R^{(D)}$  будет зависеть лишь от одного аргумента  $v_1 = v$  и от типа сверхтекучести. При  $\tau = T/T_c \geq 1$ , как указано,  $R^{(D)} = 1$ . При сильной сверхтекучести ( $\tau \ll 1$ ,  $v \gg 1$ ) нейтринные потери подавлены ( $R^{(D)} \ll 1$ ). Асимптотики факторов  $R^{(D)}$  при

сильной сверхтекучести типов А, В и С имеют вид

$$R_A^{(D)} = \frac{252}{457\pi^6} \sqrt{\frac{\pi}{2}} v^{5,5} \exp(-v) = \frac{0,0163}{\tau^{5,5}} \exp\left(-\frac{1,764}{\tau}\right),$$

$$R_B^{(D)} = \frac{126}{457\pi^5 \sqrt{3}} v^5 \exp(-v) = \frac{0,00123}{\tau^5} \exp\left(-\frac{1,188}{\tau}\right),$$

$$R_C^{(D)} = \frac{6029\pi^2}{5484v^2} = 2,634\tau^2. \quad (27)$$

Видно, что асимптотики  $R_A^{(D)}$  и  $R_B^{(D)}$  носят экспоненциальный характер, а  $R_C^{(D)}$  — степенной. Последнее обстоятельство непосредственно связано с исчезновением щели при определенных  $\vartheta$ . Как мы видели (раздел 3.3), аналогичный характер имеют асимптотики теплоемкости нуклонов при сильной сверхтекучести.

Асимптотики (27) и численные значения интегралов (25) и (26) при промежуточных  $v$  описываются аппроксимационными выражениями:

$$R_A^{(D)} = \left[0,2312 + \sqrt{(0,7688)^2 + (0,1438v)^2}\right]^{5,5} \times \exp\left(3,427 - \sqrt{(3,427)^2 + v^2}\right),$$

$$R_B^{(D)} = \left[0,2546 + \sqrt{(0,7454)^2 + (0,1284v)^2}\right]^5 \times \exp\left(2,701 - \sqrt{(2,701)^2 + v^2}\right),$$

$$R_C^{(D)} = \frac{0,5 + (0,09226v)^2}{1 + (0,1821v)^2 + (0,16736v)^4} + \frac{1}{2} \exp\left(1 - \sqrt{1 + (0,4129v)^2}\right). \quad (28)$$

Формулы (28) с учетом (11) позволяют легко рассчитать  $R^{(D)}$  при произвольных  $\tau$ . Результаты приведены на рис. 6.

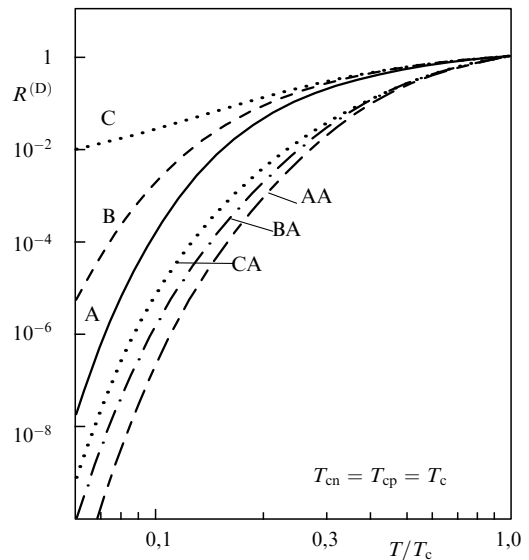


Рис. 6. Факторы подавления прямого урка-процесса сверхтекучестью нуклонов как функции  $\tau = T/T_c$ . Буквы у кривых указывают тип сверхтекучести (см. табл. 1).

При исследовании остывания НЗ до публикации приведенных результатов [121, 125] обычно использовались (например, [5]) приближенные факторы подавления прямого урка-процесса сверхтекучестью типа А или В. Такие факторы были предложены в [123] из простых (и неверных) соображений. Сравнение точных и упрощенных факторов показывает, что последние сильно переоценивают подавление прямых урка-процессов. Например, при  $T = 0,1 T_c$  точный фактор  $R_A^{(D)}$  оказывается примерно на четыре порядка больше приближенного, а точный фактор  $R_B^{(D)}$  — более чем на семь порядков. Расхождения имеют ту же причину, что и расхождения точных и приближенных факторов изменения теплоемкости; они пояснены в разделе 3.3.

#### 4.4. Сверхтекучесть нейтронов и протонов

Рассмотрим подавление прямого урка-процесса совместной сверхтекучестью нейтронов и протонов типов АА, ВА и СА. В этих случаях фактор подавления  $R^{(D)}$  зависит от двух аргументов —  $v_1 = v_n$  и  $v_2 = v_p$ .

Расчеты факторов  $R^{(D)}$  при совместной сверхтекучести громоздки; проиллюстрируем их на примере фактора  $R_{AA}^{(D)}$ . В силу (10) и (25) при синглетной сверхтекучести  $R_{AA}^{(D)}(v_1, v_2) = J(v_1, v_2) = J(v_2, v_1)$ , где  $y_1 = v_1$ ,  $y_2 = v_2$ . Очевидно, что  $R_{AA}^{(D)}(0, 0) = 1$ . В случае, когда обе сверхтекучести сильные ( $v_1 \gg 1$  и  $v_2 \gg 1$ ) и  $v_2 - v_1 \gg \sqrt{v_2}$ , фактор подавления имеет следующую асимптотику:

$$R_{AA}^{(D)} = J(v_1, v_2) = \frac{1}{I_0} \left( \frac{\pi}{2} v_2 \right)^{1/2} \exp(-v_2) K, \quad (29)$$

$$K = \frac{s}{120} (6v_2^4 + 83v_2^2 v_1^2 + 16v_1^4) - \frac{1}{8} v_2 v_1^2 (3v_1^2 + 4v_2^2) \ln \left( \frac{v_2 + s}{v_1} \right), \quad (30)$$

где  $s = (v_2^2 - v_1^2)^{1/2}$ . В пределе  $v_1 \ll v_2$  формула (30) дает  $K = v_2^5/20$ , что соответствует требуемой асимптотике (27) для  $R_A^{(D)}$ . В другом пределе  $\sqrt{v_2} \ll v_2 - v_1 \ll v_2$  получим  $K = (2/315)s^9/v_2^4$ . В области  $|v_2 - v_1| \lesssim \sqrt{v_2}$  асимптотика (30) перестает быть применимой. Можно показать [125], что при  $v_1 = v_2$  величина  $K \sim \sqrt{v_2}$ .

Приведем также аппроксимацию, которая воспроизводит асимптотику (29) и результаты численного расчета  $R_{AA}^{(D)}$  в широком диапазоне изменения аргументов ( $(v_1^2 + v_2^2)^{1/2} \lesssim 50$ ):

$$R_{AA}^{(D)} = J(v_1, v_2) = \frac{u}{u + 0,9163} S + D. \quad (31)$$

Здесь

$$S = \frac{1}{I_0} \left( K_0 + K_1 + 0,42232K_2 \right) \left( \frac{\pi}{2} \right)^{1/2} p_s^{1/4} \exp(-\sqrt{p_c}),$$

$$K_0 = \frac{\sqrt{p-q}}{120} (6p^2 + 83pq + 16q^2) - \sqrt{p} \frac{q}{8} (4p + 3q) \ln \left( \frac{\sqrt{p} + \sqrt{p-q}}{\sqrt{q}} \right),$$

$$K_1 = \frac{\pi^2 \sqrt{p-q}}{6} (p + 2q) - \frac{\pi^2}{2} q \sqrt{p} \ln \left( \frac{\sqrt{p} + \sqrt{p-q}}{\sqrt{q}} \right),$$

$$K_2 = \frac{7\pi^4}{60} \sqrt{p-q},$$

$$\begin{aligned} 2p &= u + 12,421 + \sqrt{w^2 + 16,350u + 45,171}, \\ 2q &= u + 12,421 - \sqrt{w^2 + 16,350u + 45,171}, \\ 2p_s &= u + \sqrt{w^2 + 5524,8u + 6,7737}, \\ 2p_e &= u + 0,43847 + \sqrt{w^2 + 8,3680u + 491,32}, \\ D &= 1,52(u_1 u_2)^{3/2} (u_1^2 + u_2^2) \exp(-u_1 - u_2), \\ u_1 &= 1,8091 + \sqrt{v_1^2 + (2,2476)^2}, \\ u_2 &= 1,8091 + \sqrt{v_2^2 + (2,2476)^2}, \end{aligned} \quad (32)$$

причем  $u = v_1^2 + v_2^2$  и  $w = v_2^2 - v_1^2$ . При  $v_2 = 0$  величина  $R_{AA}^{(D)}(v_1, 0)$  согласуется с величиной  $R_A^{(D)}(v_1)$ , даваемой формулой (28).

На рисунке 7 изображены линии постоянных значений  $R_{AA}^{(D)} = \text{const}$  в зависимости от  $\tau_1 = T/T_{c1}$ ,  $\tau_2 = T/T_{c2}$ . Рисунок показывает подавление прямого урка-процесса сверхтекучестью при любых соотношениях между  $T$ ,  $T_{c1}$  и  $T_{c2}$ . Особенно интересно поведение  $R_{AA}^{(D)}$  при  $\tau_1^2 + \tau_2^2 \ll 1$ , когда обе сверхтекучести являются сильными. В этой области справедливо приближенное соотношение [19, 125]

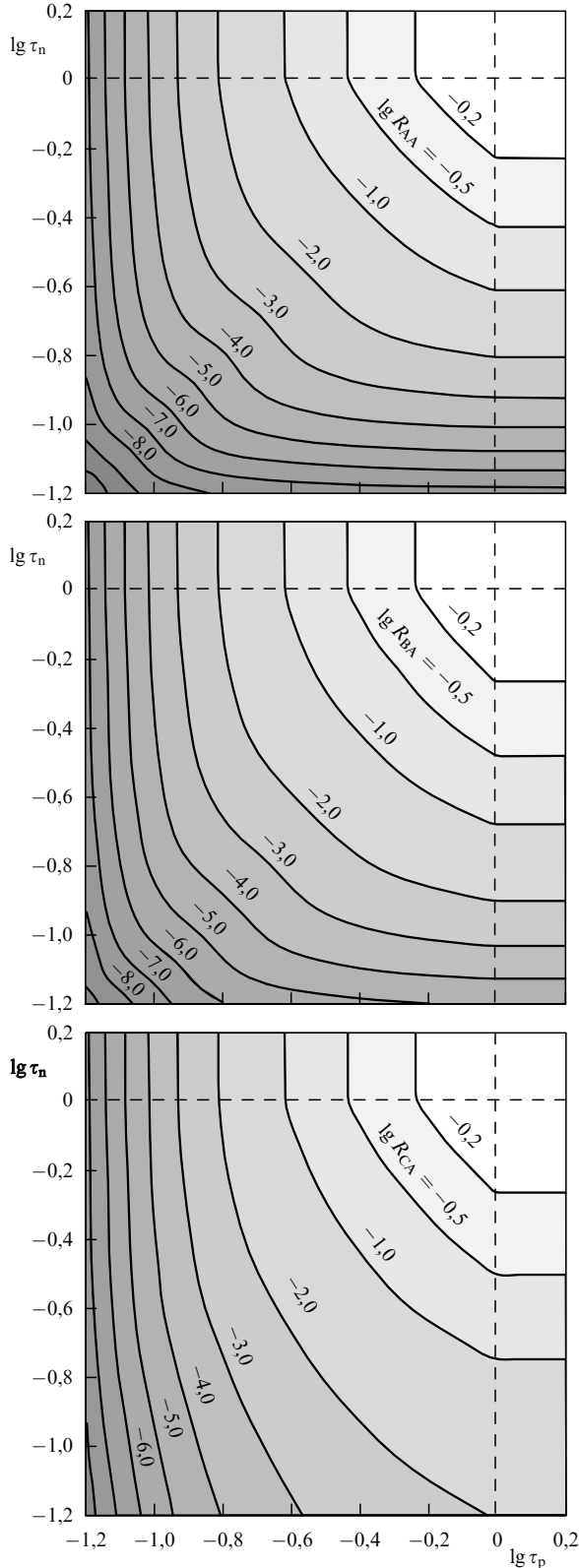
$$R_{12}^{(D)} \sim \min(R_1^{(D)}, R_2^{(D)}), \quad (33)$$

где  $R_1^{(D)}$  и  $R_2^{(D)}$  — факторы подавления прямого урка-процесса сверхтекучестью нуклонов одного сорта. Согласно (33), фактор  $R_{12}^{(D)}$  определяется наиболее сильной сверхтекучестью (1 или 2). Наличие второй, более слабой сверхтекучести, разумеется, уменьшает  $R_{12}^{(D)}$ , но не кардинальным образом. Это подтверждается асимптотикой (29). Переход от режима, в котором  $R_{12}^{(D)} \sim R_1^{(D)}$ , к режиму, в котором  $R_{12}^{(D)} \sim R_2^{(D)}$ , осуществляется в области  $v_2 \sim v_1$ , где асимптотика  $R_{12}^{(D)}$  требует особого рассмотрения.

Пользуясь формулой (25), нетрудно вычислить  $R^{(D)}$  для случаев ВА и СА, когда сверхтекучесть протонов является синглетной, а нейтронов — триплетной. Расчет сводится к однократному интегрированию в (25) величины  $J(y_1, y_2)$ , которая аппроксимирована формулами (31) и (32). Результаты расчетов  $R_{BA}^{(D)}$  и  $R_{CA}^{(D)}$  при любых соотношениях между  $T$ ,  $T_{c1}$  и  $T_{c2}$  также показаны на рис. 7. Качественно зависимость  $R_{BA}^{(D)}$  и  $R_{CA}^{(D)}$  от  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  совпадают с зависимостью  $R_{AA}^{(D)}$ , изображенной на том же рисунке, но теперь  $R^{(D)}(\tau_1, \tau_2) \neq R^{(D)}(\tau_2, \tau_1)$ . Оценочная формула (33) справедлива и в этих случаях, что подтверждается асимптотиками [125]. Поскольку сверхтекучесть типа С подавляет нейтринные потери гораздо слабее сверхтекучести типа А или В, то в случае СА при  $v_1 \gg 1$  переход с одной доминирующей сверхтекучести на другую осуществляется в области  $v_2 \sim \ln v_1$ . Более того, при  $v_1 \gtrsim v_2 \gg 1$  фактор  $R_{CA}^{(D)}$  значительно больше, чем  $R_{AA}^{(D)}$  или  $R_{BA}^{(D)}$  (см. рис. 6).

При не слишком сильной сверхтекучести типа ВА ( $(v_1^2 + v_2^2)^{1/2} \lesssim 5$  или  $[(1 - \tau_2)/0,65]^4 + [(1 - \tau_1)/0,76]^4 \lesssim 1$ ) фактор подавления аппроксимируется простым выражением

$$R_{BA}^{(D)} = \frac{10^4 - 2,839v_2^4 - 5,022v_1^4}{10^4 + 757,0v_2^2 + 1494v_1^2 + 211,1v_2^2 v_1^2 + 0,4832v_2^4 v_1^4}. \quad (34)$$



**Рис. 7.** Линии постоянных значений факторов подавления  $R^{(D)}$  прямого урка-процесса совместной сверхтекучестью нейтронов и протонов типов AA, BA и CA. Числа у кривых — значения  $\lg R^{(D)}$ . В области  $\tau_n \geq 1, \tau_p \geq 1$  частицы обоих сортов нормальны, и  $R^{(D)} = 1$ . В области  $\tau_n < 1, \tau_p \geq 1$ , где сверхтекучи только нейтроны, и в области  $\tau_n \geq 1, \tau_p < 1$ , где сверхтекучи только протоны, фактор  $R^{(D)}$  зависит лишь от одного параметра (раздел 4.3). В области  $\tau_n < 1, \tau_p < 1$  сверхтекучи нейтроны и протоны.

При не слишком сильной сверхтекучести типа CA  $((v_1^2 + v_2^2)^{1/2} \lesssim 10$  или  $[(1 - \tau_2)/0,825]^6 + [(1 - \tau_1)/0,8]^6 \lesssim 1$ ) фактор  $R_{CA}^{(D)}$  описывается формулой

$$R_{CA}^{(D)} = 10^4 (10^4 + 793,9v_2^2 + 457,3v_1^2 + 66,07v_2^2v_1^2 + 2,093v_1^4 + 0,3112v_2^6 + 1,068v_2^4v_1^2 + 0,01536v_2^4v_1^4 + 0,006312v_2^6v_1^2)^{-1}. \quad (35)$$

При  $v_1 = 0$  или  $v_2 = 0$  приведенные аппроксимации согласуются с (28). Таблицы факторов  $R_{BA}^{(D)}$  и  $R_{CA}^{(D)}$ , а также их асимптотики при сильной сверхтекучести приведены в [125].

До публикации приведенных результатов [121, 125], насколько нам известно, была выполнена только одна работа [127] по ускоренному остыванию НЗ с учетом совместной сверхтекучести нуклонов. Авторы считали, что при совместной сверхтекучести  $R_{12}^{(D)} = R_1^{(D)} R_2^{(D)}$ . Однако в действительности при сильной сверхтекучести справедливо совсем другое соотношение (33), т.е. использованный приближенный фактор сильно переоценивает влияние совместной сверхтекучести.

В 1992 г. Пракаш и др. [20] показали, что фактически для всех уравнений состояния во внутреннем ядре НЗ, которые допускают появление гиперонов, возможны реакции прямого урка-процесса вида

$$B_1 \rightarrow B_2 + l + \bar{\nu}, \quad B_2 + l \rightarrow B_1 + \nu, \quad (36)$$

где  $B_1$  и  $B_2$  — барионы (нуклоны,  $\Lambda$ -,  $\Sigma$ - или  $\Xi$ -гипероны,  $\Delta^-$ -резонанс),  $l$  — лептон (электрон или  $\mu$ -мезон). Процессы (36) с участием гиперонов идут с изменением странности; нейтринное энерговыделение в этих реакциях несколько ниже, чем в прямом урка-процессе (4) с участием нуклонов. Скорости энерговыделения даются выражениями, аналогичными (24), но с другими численными коэффициентами [20].

Гипероны, как и нуклоны, могут переходить в сверхтекучее состояние [116]. Сверхтекучесть, по-видимому, является синглетной из-за относительно малой концентрации гиперонов. Факторы подавления прямых урка-процессов с участием гиперонов сходны с факторами подавления нуклонного урка-процесса (разделы 4.2–4.4).

### 5. Модифицированные урка-процессы и тормозное излучение нейтрино при рассеянии нуклонов

#### 5.1. Две ветви модифицированного урка-процесса

В этом разделе мы проанализируем стандартные нейтринные потери энергии (1)–(3) (раздел 2.2). В отсутствие сверхтекучести их изучали Бакал и Вольф [22, 23], Флауэрс и др. [128], Фриман и Максвелл [12], а также Максвелл [129]. Последний включил в рассмотрение процессы с участием гиперонов. Наиболее детальной представляется работа [12], в которой, однако, не учитывалась протонная ветвь модифицированного урка-процесса. Анализ протонной ветви и расчет факторов подавления стандартных процессов сверхтекучестью проделан в [130]. Ниже в этом разделе мы, в основном, будем придерживаться результатов этой работы.

В отсутствие сверхтекучести основным механизмом стандартных нейтринных потерь является модифицированный урка-процесс (*Modified URCA process*). Мы будем помечать его верхними индексами (MN), где N = n будет указывать на нейтронную ветвь (1) этого процесса, а N = p — на протонную (2). Обе ветви состоят из прямой и обратной реакций и описываются схожими диаграммами Фейнмана. При условии бета-равновесия скорости прямых и обратных реакций равны; достаточно вычислить скорость какой-либо реакции и ее удвоить. В итоге общие выражения для скоростей нейтринных потерь энергии в обеих реакциях могут быть представлены в виде ( $\hbar = c = k_B = 1$ )

$$Q^{(MN)} = 2 \int \left[ \prod_{j=1}^4 \frac{d^3 p_j}{(2\pi)^3} \right] \frac{d^3 p_e}{2\varepsilon_e (2\pi)^3} \frac{d^3 p_\nu}{2\varepsilon_\nu (2\pi)^3} \varepsilon_\nu (2\pi)^4 \times \\ \times \delta(E_f - E_i) \delta(\mathbf{P}_f - \mathbf{P}_i) \frac{\mathcal{L}}{2} \sum_{\text{spins}} |M|^2, \quad (37)$$

где  $\mathbf{p}_j$  — импульсы нуклонов ( $j = 1, 2, 3, 4$ ),  $\mathbf{p}_e$  и  $\varepsilon_e$  — импульс и энергия электрона,  $\mathbf{p}_\nu$  и  $\varepsilon_\nu$  — импульс и энергия нейтрино. Дельта-функция  $\delta(E_f - E_i)$  отвечает закону сохранения энергии, а  $\delta(\mathbf{P}_f - \mathbf{P}_i)$  — закону сохранения импульса, индексы i и f обозначают начальное и конечное состояния частиц. Далее,  $\mathcal{L}$  есть произведение функций распределения Ферми–Дирака или соответствующих блокировочных факторов для нуклонов и электрона;  $|M|^2$  — квадрат модуля амплитуды реакции, суммирование ведется по спинам всех частиц. Фактор 2 в знаменателе перед знаком суммы введен для того, чтобы не учитывать одни и те же столкновения тождественных частиц дважды.

Обезразмерив переменные, скорость потерь энергии (37) можно записать [130] аналогично скорости прямого урка-процесса (см. формулу (20) и пояснения к ней):

$$Q^{(MN)} = \frac{1}{4(2\pi)^{14}} T^8 A I S \sum_{\text{spins}} |M|^2, \quad (38)$$

$$A = 4\pi \left[ \prod_{j=1}^5 \int d\Omega_j \right] \delta \left( \sum_{j=1}^5 \mathbf{p}_j \right), \quad (39)$$

$$I = \int_0^\infty dx_\nu x_\nu^3 \left[ \prod_{j=1}^5 \int_{-\infty}^{+\infty} dx_j f_j \right] \delta \left( \sum_{j=1}^5 x_j - x_\nu \right), \quad (40)$$

$$S = \prod_{j=1}^5 p_{F_j} m_j^*. \quad (41)$$

Величина  $A$  содержит интегралы по направлениям импульсов частиц (значение  $j = 5$  соответствует электрону); все модули импульсов  $\mathbf{p}_j$  нуклонов и электрона в дельта-функции следует положить равными фермиевским импульсам. Типичный импульс нейтрино  $p_\nu \sim T$  много меньше импульсов  $p_F$  других частиц. Поэтому им можно пренебречь в законе сохранения импульса и проинтегрировать по направлениям вылета нейтрино в  $A$  (что приводит к появлению множителя  $4\pi$ ). Величина  $I$ , даваемая формулой (40), включает интегралы по безразмерным энергиям нейтрино  $x_\nu = p_\nu/T = \varepsilon_\nu/T$  и остальных частиц  $x_j = v_{F_j}(p - p_{F_j})/T$  (см. (8));  $f_j = [\exp(x_j) + 1]^{-1}$ . Наконец, величина  $S$  содержит плотности числа состояний на ферми-поверхностях частиц сорта  $1 \leq j \leq 5$  с эффективными массами  $m_j^*$ .

Из-за сходства фейнмановских диаграмм нейтронной и протонной ветвей реакции (1) и (2) их амплитуды  $M$  и фазовые интегралы  $I$  практически одинаковы. Различаются только произведения плотностей числа состояний  $S$  и угловые интегралы  $A$ .

В нормальном веществе  $I = I_0 = 11513 \pi^8 / 120960$  (см., например, [1]). Амплитуда  $M$  для нейтронной ветви модифицированного урка-процесса рассчитана Фриманом и Максвеллом [12] в рамках теории электро-слабого взаимодействия Вайнберга–Салама–Глэшоу. Взаимодействие между нуклонами на больших расстояниях (при малых переданных импульсах) описывалось в приближении однопионного обмена, а на малых расстояниях (при больших переданных импульсах) — в рамках теории ферми-жидкости Ландау (см., например, [14]). Результат суммирования  $|M|^2$  по спиновым переменным дается выражением (39) работы [12].

Различие угловых интегралов (39) для процессов (1) и (2) — следствие разницы импульсов нейтронов и протонов (раздел 2.1). В протонной ветви участвуют три протона с достаточно малым фермиевским импульсом и единственный нейтрон с большим импульсом, в то время как в нейтронной ветви участвуют три нейтрона с большим импульсом и лишь один протон с малым. Непосредственное вычисление угловых интегралов для этих процессов в отсутствие сверхтекучести дает [1, 130]

$$A_{n0} = \frac{2\pi(4\pi)^4}{p_{F_n}^3}, \quad A_{p0} = \frac{2\pi(4\pi)^4}{p_{F_p}^2 p_{F_n}} \left( 1 - \frac{p_{F_e}}{4p_{F_p}} \right) \Theta, \quad (42)$$

где  $\Theta = 1$ , если протонная ветвь процесса разрешена законом сохранения импульса, и  $\Theta = 0$  — если запрещена. Учтем, что во внешнем ядре НЗ (раздел 2.1) импульсы Ферми  $p_{F_e}$  и  $p_{F_p}$  значительно меньше, чем  $p_{F_n}$ . Поэтому  $\Theta = 1$  при  $p_{F_n} < 3p_{F_p} + p_{F_e}$ . Заметим также, что выражение для  $A_{n0}$  получается из (39) при условии  $p_{F_n} > p_{F_e} + p_{F_p}$ . Если же  $p_{F_n} \leq p_{F_e} + p_{F_p}$ , то  $A_{n0}$  описывается формулой (13) работы [130], но в этом случае модифицированные урка-процессы несущественны, так как доминируют прямые урка-процессы.

Используя приведенные выше выражения для  $I_0$  и  $A_{n0}$ , Фриман и Максвелл [12] вычислили скорость нейтринных потерь энергии в нейтронной ветви модифицированного урка-процесса (в обычных физических единицах):

$$Q_0^{(Mn)} = \frac{11513}{30240} \frac{G_F^2 g_a^2 m_n^{*3} m_p^*}{2\pi} \left( \frac{f^\pi}{m_\pi} \right)^4 \frac{p_{F_e} (k_B T)^8}{\hbar^{10} c^8} \alpha_n \beta_n \approx \\ \approx 8,55 \times 10^{21} \left( \frac{m_n^*}{m_n} \right)^3 \left( \frac{m_p^*}{m_p} \right) \left( \frac{n_e}{n_0} \right)^{1/3} T_9^8 \alpha_n \beta_n \quad (\text{эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}), \quad (43)$$

где  $g_a = 1,26$  — аксиально-векторная константа слабого адронного тока,  $f^\pi \approx 1$  — константа  $\pi N$ -взаимодействия в р-состоянии в теории однопионного обмена,  $m_\pi$  — масса пиона ( $\pi^\pm$ ). Величина  $\alpha_n$  описывает зависимость квадрата модуля амплитуды реакции от импульса в борновском приближении, а величина  $\beta_n$  содержит различные поправки. Согласно формуле (62) работы [12],  $\alpha_n \approx 1,76 - 0,63 (n_0/n_n)^{2/3}$ , где  $n_n$  — концентрация нейтронов. В окончательном выражении (65с) в [12] для величины  $Q_0^{(Mn)}$  использовано значение  $\alpha_n = 1,13$ , вычисленное при  $\rho = \rho_0$ , и положено  $\beta_n = 0,68$  (для учета эффектов корреляции).



Выражение для скорости нейтринных потерь энергии в протонной ветви реакции получено в [130]:

$$Q_0^{(Mp)} = \frac{11513}{30240} \frac{G_F^2 g_a^2 m_p^* m_n^*}{2\pi} \left(\frac{f^\pi}{m_\pi}\right)^4 \frac{p_{Fe} (k_B T)^8}{\hbar^{10} c^8} \times \\ \times \alpha_p \beta_p \left(1 - \frac{p_{Fe}}{4p_{Fp}}\right) \Theta \approx 8,53 \times 10^{21} \left(\frac{m_p^*}{m_p}\right)^3 \left(\frac{m_n^*}{m_n}\right) \times \\ \times \left(\frac{n_e}{n_0}\right)^{1/3} T^8 \alpha_p \beta_p \left(1 - \frac{p_{Fe}}{4p_{Fp}}\right) \Theta \text{ (эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}\text{)}. \quad (44)$$

Принимая во внимание неопределенности, связанные с вычислением амплитуды реакции [12], положим, что  $\alpha_p = \alpha_n$  и  $\beta_p = \beta_n$ . Легко видеть, что выражения для скоростей нейтринных потерь энергии в нейтронной (43) и протонной (44) ветвях процесса похожи. Главное отличие протонной ветви — ее пороговый характер: реакция разрешена при  $p_{Fn} < 3p_{Fp} + p_{Fe}$ . В веществе это имеет место, когда  $p_{Fn} < 4p_{Fe}$ , т.е. при  $n_e > n_n/64$ . Последнее условие выполняется фактически везде в ядре НЗ. Оно может нарушаться только для мягких уравнений состояния при  $\rho \lesssim \rho_0$ . Для таких уравнений состояния протонная ветвь может оказаться подавленной в самой внешней части ядра НЗ. Аналогичные, но гораздо более жесткие пороговые условия существуют для прямых урка-реакций (4) (разделы 2.2 и 4).

Сравнивая  $Q_0^{(Mp)}$  и  $Q_0^{(Mn)}$ , находим  $Q_0^{(Mp)}/Q_0^{(Mn)} = (m_p^*/m_n^*)^2 [1 - p_{Fe}/(4p_{Fp})]$ . Например, при  $m_n^* = m_p^*$  и  $p_{Fe} = p_{Fp}$  имеем  $Q_0^{(Mp)} = 0,75 Q_0^{(Mn)}$ . Поэтому протонная ветвь процесса почти столь же эффективна, что и нейтронная.

Потенциальная важность протонной ветви отмечалась Ито и Цунето [131], но расчеты  $Q_0^{(Mp)}$  этими авторами не проводились. Позднее скорость потерь энергии  $Q_0^{(Mp)}$  была вычислена Максвеллом [129], который нашел ее пренебрежимо малой по сравнению с  $Q_0^{(Mn)}$ . Ошибочность этого вывода вызвана рядом неточностей, допущенных в [129] (и отмеченных в [130]). В частности, автор неправомерно пренебрег импульсом электрона в законе сохранения импульса.

## 5.2. Модифицированные урка-процессы при наличии сверхтекучести

Сверхтекучесть подавляет модифицированные урка-процессы (см. раздел 4.2). Проанализируем это подавление. Будем придерживаться общепринятой точки зрения (раздел 3.1) и считать, что протоны обладают сверхтекучестью типа А, а нейтроны — сверхтекучестью типа В. Случай сверхтекучести типа С пока не рассмотрен. Результаты будут применимы и в случае синглетного спаривания нейтронов (при  $\rho \lesssim \rho_0$ ), что мы оговорим особо.

Сверхтекучесть изменяет дисперсионное соотношение нуклонов под интегралом (37) в соответствии с формулой (6). Скорости нейтринных потерь энергии в нейтронной и протонной ветвях процесса могут быть представлены в виде

$$Q_0^{(Mn)} = Q_0^{(Mn)} R^{(Mn)}, \quad Q_0^{(Mp)} = Q_0^{(Mp)} R^{(Mp)}, \quad (45)$$

где  $Q_0^{(Mn)}$  и  $Q_0^{(Mp)}$  — скорости потерь энергии (43) и (44) в нормальном веществе, а  $R^{(Mn)}$  и  $R^{(Mp)}$  — факторы, которые описывают подавление реакций сверхтеку-

честью ( $R^{(MN)} \leq 1$ ). В общем виде  $R^{(MN)} = J_N/(I_{N0} A_{N0})$ , где

$$J_N = 4\pi \int \prod_{j=1}^5 d\Omega_j \int_0^\infty dx_v x_v^3 \left[ \prod_{j=1}^5 \int_{-\infty}^{+\infty} dx_j f(z_j) \right] \times \\ \times \delta\left(x_v - \sum_{j=1}^5 z_j\right) \delta\left(\sum_{j=1}^5 \mathbf{p}_j\right), \quad (46)$$

$f(z) = 1/(\exp z + 1)$ . Переменная  $z_j$  для нуклонов ( $j \leq 4$ ) определена в (8); для электрона следует положить  $z_5 = x_5 = x_e$ .

Формула (46) позволяет рассчитать факторы подавления  $R^{(Mn)}$  и  $R^{(Mp)}$  как функции  $T$ ,  $T_{cn}$  и  $T_{cp}$ . Ниже мы приведем результаты [130] таких расчетов для сверхтекучести протонов типа А при нормальных нейтронах и сверхтекучести нейтронов типа В при нормальных протонах. Поведение факторов  $R^{(Mn)}$  и  $R^{(Mp)}$  при совместной сверхтекучести нуклонов описано в разделе 5.4.

**5.2.1. Синглетная сверхтекучесть протонов.** Поскольку синглетная щель изотропна, то интегралы по углам и энергиям в (46) разделяются, причем угловой интеграл остается таким же, как и в отсутствие сверхтекучести.

Как и для прямого урка-процесса, факторы подавления нейтронной и протонной ветви модифицированного урка-процесса,  $R_{pA}^{(Mn)}$  и  $R_{pA}^{(Mp)}$ , можно выразить через безразмерную энергетическую щель  $v_p = v_A$  (см. (11); здесь и далее нижние индексы у факторов  $R^{(MN)}$  указывают сорт сверхтекучих частиц и тип сверхтекучести). Очевидно, что  $R_{pA}^{(Mn)} = 1$  и  $R_{pA}^{(Mp)} = 1$  при  $T \geq T_{cp}$  ( $v_A = 0$ ). При сильной сверхтекучести ( $T \ll T_{cp}$ ,  $v_A \rightarrow \infty$ ), асимптотики обоих факторов имеют вид [130]

$$R_{pA}^{(Mn)} = \frac{72\sqrt{2}\pi}{11513\pi^8} v_A^{7,5} \exp(-v_A) = \\ = \frac{1,166 \times 10^{-4}}{\tau_p^{7,5}} \exp\left(-\frac{1,764}{\tau_p}\right), \quad (47)$$

$$R_{pA}^{(Mp)} = \frac{120960}{11513\pi^8} \xi v_A^7 \exp(-2v_A) = \frac{0,00764}{\tau_p^7} \exp\left(-\frac{3,528}{\tau_p}\right), \quad (48)$$

$$\xi = \frac{3\pi}{320} \left[ 339\sqrt{3} - \frac{885}{2} \ln(\sqrt{3} + 2) \right] \approx 0,130, \quad (49)$$

где  $\tau_p = T/T_{cp}$ .

В работе [130] факторы  $R_{pA}^{(Mn)}$  и  $R_{pA}^{(Mp)}$  вычислены при промежуточных значениях  $v_A$  и аппроксимированы выражениями, которые воспроизводят также асимптотики при  $v \rightarrow \infty$  и обеспечивают условие  $R^{(MN)}(0) = 1$ :

$$R_{pA}^{(Mn)} = \frac{a^{7,5} + b^{5,5}}{2} \exp\left(3,4370 - \sqrt{(3,4370)^2 + v_A^2}\right), \quad (50)$$

$$a = 0,1477 + \sqrt{(0,8523)^2 + (0,1175v_A)^2},$$

$$b = 0,1477 + \sqrt{(0,8523)^2 + (0,1297v_A)^2};$$

$$R_{pA}^{(Mp)} = \left[ 0,2414 + \sqrt{(0,7586)^2 + (0,1318v_A)^2} \right]^7 \times \\ \times \exp\left(5,339 - \sqrt{(5,339)^2 + (2v_A)^2}\right). \quad (51)$$

Формулы (50) и (51) с учетом (11) полностью определяют зависимость  $R_{pA}^{(Mn)}$  и  $R_{pA}^{(Mp)}$  от  $\tau_p = T/T_{cp}$ .

Представленные результаты [130] применимы и для синглетной сверхтекучести нейтронов. Очевидно, что в этом случае следует положить  $v_n = v_A$  и

$$R_{nA}^{(Mp)}(v_A) = R_{pA}^{(Mn)}(v_A), \quad R_{nA}^{(Mn)}(v_A) = R_{pA}^{(Mp)}(v_A). \quad (52)$$

Тогда формула (50) описывает подавление протонной ветви процесса, а формула (51) — нейтронной ветви.

Первыми фактор подавления  $R_{nA}^{(Mn)}$  нейтронной ветви урка-процесса синглетной сверхтекучестью нейтронов, аналогичный фактору  $R_{pA}^{(Mp)}$ , рассмотрели Вольф (см. рис. 2 его работы [76]), а также Ито и Цунето [131], причем последние авторы исследовали лишь асимптотику (48). В обеих работах получена схожая асимптотика (48), но с несколько разными коэффициентами  $\xi$ . В [76] коэффициент  $\xi = 0,123$ , а в [131]  $\xi = \pi/15 \approx 0,209$ . Недавно расчет  $R_{nA}^{(Mn)}$  был независимо проделан в [132] при искусственном предположении, что сверхтекучая щель не зависит от температуры. Эти результаты описываются приведенным фактором  $R_{nA}^{(Mn)}(v_A)$ , в котором следует положить  $v_A = 1,764/\tau$ .

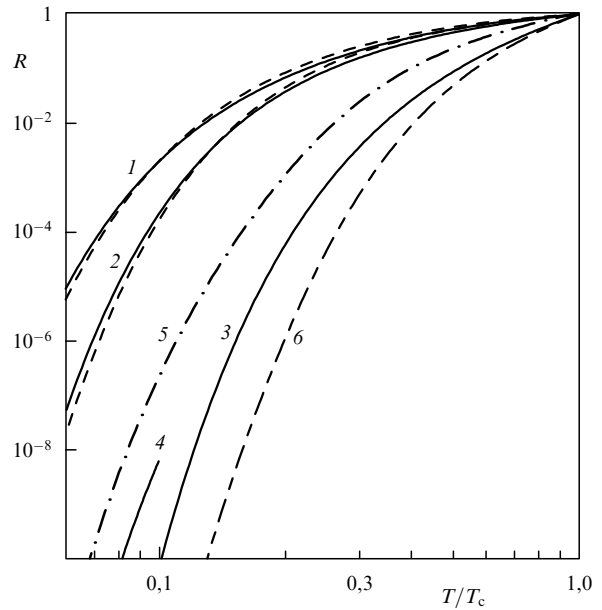
**5.2.2. Триплетная сверхтекучесть нейтронов.** В этом случае энергетическая щель нейтронов анизотропна. Анализ протонной ветви модифицированного урка-процесса достаточно прост, поскольку в реакцию вовлечена лишь одна сверхтекучая частица. Выражение для фактора подавления  $R_{nB}^{(Mp)}$  сводится к однократному интегралу по углу  $\vartheta_n$  между импульсом нейтрона и осью квантования от фактора  $R_{pA}^{(Mn)}(v)$ , аппроксимированного выражением (50). В этом выражении аргумент  $v_A$  следует формально заменить на  $v_B$  в соответствии с формулой (10) (раздел 3.2). Очевидно, что  $R_{nB}^{(Mp)}(v) = 1$  при  $v = v_B = 0$ . Если  $v_B \rightarrow \infty$ , то в качестве подынтегрального выражения можно использовать асимптотику (47). Тогда при  $T \ll T_{cn}$  ( $v_B \gg 1$ ) имеем [130]

$$\begin{aligned} R_{nB}^{(Mp)} &= \frac{72}{11513\pi^7\sqrt{3}} v_B^7 \exp(-v_B) = \\ &= \frac{3,99 \times 10^{-6}}{\tau_n^7} \exp\left(-\frac{1,188}{\tau_n}\right), \end{aligned} \quad (53)$$

где  $\tau_n = T/T_{cn}$ . В [130] фактор  $R_{nB}^{(Mp)}$  рассчитан при промежуточных значениях  $v_B$  и аппроксимирован аналитическим выражением, которое воспроизводит асимптотику и результаты расчета:

$$\begin{aligned} R_{nB}^{(Mp)} &= \frac{a^7 + b^5}{2} \exp\left(2,398 - \sqrt{(2,398)^2 + v_B^2}\right), \\ a &= 0,1612 + \sqrt{(0,8388)^2 + (0,1117v_B)^2}, \\ b &= 0,1612 + \sqrt{(0,8388)^2 + (0,1274v_B)^2}. \end{aligned} \quad (54)$$

Точный расчет фактора подавления  $R_{nB}^{(Mn)}$  нейтронной ветви модифицированного урка-процесса триплетной



**Рис. 8.** Факторы подавления различных нейтринных процессов сверхтекучестью нейтронов или протонов как функции  $T/T_c$ . Кривые 1 описывают подавление р-ветви модифицированного урка-процесса (сплошная линия) и прямого урка-процесса (штриховая линия) сверхтекучестью п типа В. Кривые 2 отвечают подавлению п-ветви модифицированного урка-процесса (сплошная линия) и прямого урка-процесса (штриховая линия) сверхтекучестью р типа А. Штрихпунктирные линии 5, 6 и сплошная линия 3 — пр-, рр-рассеяние и р-ветвь модифицированных урка-процессов при той же сверхтекучести. Сплошная линия 4 — асимптотика фактора подавления п-ветви модифицированных урка-процессов сильной сверхтекучестью п типа В.

сверхтекучестью нейтронов для произвольных значений  $v_B$  сложен; приближенное выражение будет дано в разделе 5.4. Здесь мы приведем лишь асимптотику  $R_{nB}^{(Mn)}$  в пределе  $\tau_n \ll 1$  [130]:

$$\begin{aligned} R_{nB}^{(Mn)} &= \frac{120960}{11513\pi^8} \frac{2}{3\sqrt{3}} \xi v_B^6 \exp(-2v_B) = \\ &= \frac{1,56 \times 10^{-4}}{\tau_n^6} \exp\left(-\frac{2,376}{\tau_n}\right). \end{aligned} \quad (55)$$

В данном случае, как и для протонной реакции при сверхтекучести протонов (48), влияние сверхтекучести оказывается очень сильным: показатель экспоненты  $R_{nB}^{(Mn)}$  содержит удвоенную щель (три нейтрона, которые участвуют в реакции, принадлежат к сверхтекучей компоненте вещества).

Зависимости факторов подавления  $R_{pA}^{(Mn)}$ ,  $R_{pA}^{(Mp)}$ ,  $R_{nB}^{(Mp)}$  и  $R_{nB}^{(Mn)}$  от безразмерной температуры  $\tau$  и безразмерного параметра щели  $v$  изображены на рис. 8 и 9. Там же для сравнения приведены факторы подавления прямого урка-процесса  $R_A^{(D)}$  и  $R_B^{(D)}$ . Отметим, что при сильной сверхтекучести нейтронов ( $T \ll T_{cn}$ ) и нормальных протонах протонная ветвь модифицированных урка-процессов становится много эффективнее нейтронной. Однако в этом случае главным механизмом нейтринного охлаждения оказывается процесс тормозного испускания нейтрино при рр-рассеянии, не затрагиваемый сверхтекучестью нейтронов.

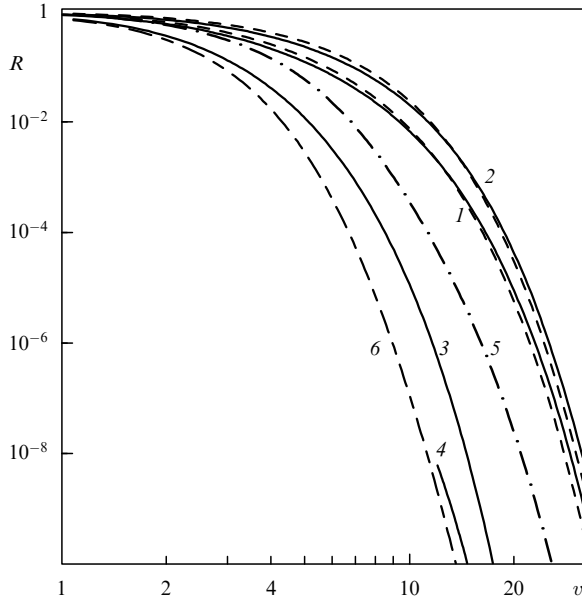


Рис. 9. То же, что на рис. 8, в зависимости от безразмерного параметра щели  $v$ .

### 5.3. Тормозное излучение нейтрино при нуклон-нуклонном рассеянии в сверхтекучем веществе

Рассмотрим влияние сверхтекучести на генерацию нейтринных пар в процессах nn-, np- и pp-рассеяния (3); иначе — в процессах *тормозного нейтринного излучения* нуклонов (*neutrino nucleon-nucleon bremsstrahlung*). В нормальном веществе тормозное нейтринное излучение на пару порядков слабее, чем в модифицированных урка-процессах. Соответствующие скорости потерь энергии (в обычных физических единицах) равны [12, 130]

$$Q_0^{(nn)} = \frac{41}{14175} \frac{G_{\text{Fsd}}^2 g_a^2 m_n^4}{2\pi\hbar^{10} c^8} \left(\frac{f^\pi}{m_\pi}\right)^4 p_{\text{Fn}} \alpha_{\text{nn}} \beta_{\text{nn}} (k_{\text{BT}})^8 \mathcal{N}_v \approx$$

$$\approx 7,4 \times 10^{19} \left(\frac{m_n^*}{m_n}\right)^4 \left(\frac{n_n}{n_0}\right)^{1/3} \alpha_{\text{nn}} \beta_{\text{nn}} \mathcal{N}_v T_9^8 \text{ (эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}\text{)}, \quad (56)$$

$$Q_0^{(np)} = \frac{82}{14175} \frac{G_{\text{Fsd}}^2 g_a^2 m_n^2 m_p^2}{2\pi\hbar^{10} c^8} \left(\frac{f^\pi}{m_\pi}\right)^4 p_{\text{Fnc}} \alpha_{\text{np}} \beta_{\text{np}} (k_{\text{BT}})^8 \mathcal{N}_v \approx$$

$$\approx 1,5 \times 10^{20} \left(\frac{m_n^*}{m_n} \frac{m_p^*}{m_p}\right)^2 \left(\frac{n_c}{n_0}\right)^{1/3} \alpha_{\text{np}} \beta_{\text{np}} \mathcal{N}_v T_9^8 \text{ (эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}\text{)}, \quad (57)$$

$$Q_0^{(pp)} = \frac{41}{14175} \frac{G_{\text{Fsd}}^2 g_a^2 m_p^4}{2\pi\hbar^{10} c^8} \left(\frac{f^\pi}{m_\pi}\right)^4 p_{\text{Fpp}} \alpha_{\text{pp}} \beta_{\text{pp}} (k_{\text{BT}})^8 \mathcal{N}_v \approx$$

$$\approx 7,4 \times 10^{19} \left(\frac{m_p^*}{m_p}\right)^4 \left(\frac{n_p}{n_0}\right)^{1/3} \alpha_{\text{pp}} \beta_{\text{pp}} \mathcal{N}_v T_9^8 \text{ (эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}\text{)}, \quad (58)$$

где  $m_\pi$  — масса  $\pi^0$ -мезона, а  $\mathcal{N}_v$  — число сортов излучаемых нейтрино. Величины  $\alpha_{\text{NN}}$  и  $\beta_{\text{NN}}$  имеют тот же смысл, что и в формулах (43) и (44), и являются медленно меняющимися функциями фермиевских импульсов нуклонов, т.е. плотности. Фриман и Максвелл

[12] полагали  $\alpha_{\text{NN}}$  равными их значениям при  $\rho = \rho_0$ :  $\alpha_{\text{nn}} = 0,59$ ,  $\alpha_{\text{np}} = 1,06$ ,  $\alpha_{\text{pp}} = 0,11$ , а поправочные множители (строка  $d = 0,7$  Фм в табл. 1 их работы)  $\beta_{\text{NN}}$  равными:  $\beta_{\text{nn}} = 0,56$ ,  $\beta_{\text{np}} = 0,66$ . Величину  $\beta_{\text{pp}}$  авторы не рассчитывали. Приведенные значения  $\beta_{\text{nn}}$  и  $\beta_{\text{np}}$  дают основание считать, что  $\beta_{\text{pp}} \approx 0,7$ . В дальнейшем в (56)–(58) будем полагать  $\mathcal{N}_v = 3$ , в то время как в [12] учитывался вклад лишь двух сортов нейтрино.

По аналогии с урка-процессами введем факторы  $R^{(\text{NN})}$ , которые определяют подавление тормозного излучения нейтрино при NN-рассеянии сверхтекучестью:

$$Q^{(\text{NN})} = Q_0^{(\text{NN})} R^{(\text{NN})}. \quad (59)$$

Рассмотрим случай синглетной сверхтекучести (типа А) нуклонов какого-либо одного сорта. Тогда изменение дисперсионного соотношения при наличии сверхтекучести сказывается только на фазовом интеграле. В нормальном веществе указанный интеграл дается формулой (46) работы [12] (ср. с формулой (40)):

$$I_{\text{NN}}^{(0)} = \int_0^\infty dx_v x_v^4 \left[ \prod_{j=1}^4 \int_{-\infty}^{+\infty} dx_j f(x_j) \right] \times$$

$$\times \delta\left(\sum_{j=1}^4 x_j - x_v\right) = \frac{164\pi^8}{945}, \quad (60)$$

где в данном случае  $x_v = \varepsilon_v/T$  определяет полную энергию  $\varepsilon_v$  нейтринной пары. При этом факторы подавления имеют вид

$$R^{(\text{NN})} = \frac{945}{164\pi^8} \int_0^\infty dx_v x_v^4 \left[ \prod_{j=1}^4 \int_{-\infty}^{+\infty} dx_j f(z_j) \right] \delta\left(\sum_{j=1}^4 z_j - x_v\right), \quad (61)$$

где безразмерные величины  $z_j$  определены в (8). Очевидно, что  $R^{(\text{NN})} = 1$  при  $\tau \geq 1$ .

В случае синглетной сверхтекучести протонов факторы подавления процессов np- и pp-рассеяния,  $R_{\text{pA}}^{(\text{np})}$  и  $R_{\text{pA}}^{(\text{pp})}$ , сводятся к двукратным интегралам, которые можно рассчитать численно [130]. В пределе сильной сверхтекучести ( $\tau_p \ll 1$ ,  $v_A \rightarrow \infty$ ) асимптотики указанных факторов имеют вид

$$R_{\text{pA}}^{(\text{np})} = \frac{945}{164\pi^8} \xi_1 v_A \exp(-v_A) = \frac{0,910}{\tau_p} \exp\left(-\frac{1,764}{\tau_p}\right), \quad (62)$$

$$R_{\text{pA}}^{(\text{pp})} = \frac{8505}{41\pi^6} v_A^2 \exp(-2v_A) = \frac{0,671}{\tau_p^2} \exp\left(-\frac{3,528}{\tau_p}\right), \quad (63)$$

где  $\xi_1 \approx 849$ . Асимптотики (62), (63) и результаты численных расчетов  $R_{\text{pA}}^{(\text{np})}$  и  $R_{\text{pA}}^{(\text{pp})}$  при промежуточных значениях  $v_A$  описываются аппроксимационными формулами:

$$R_{\text{pA}}^{(\text{np})} = \frac{1}{2,732} \left[ a \exp\left(1,306 - \sqrt{(1,306)^2 + v_A^2}\right) + \right.$$

$$\left. + 1,732 b^7 \exp\left(3,303 - \sqrt{(3,303)^2 + 4v_A^2}\right) \right],$$

$$a = 0,9982 + \sqrt{(0,0018)^2 + (0,3815v_A)^2},$$

$$b = 0,3949 + \sqrt{(0,6051)^2 + (0,2666v_A)^2}; \quad (64)$$

$$R_{pA}^{(pp)} = \frac{1}{2} \left[ c^2 \exp \left( 4,228 - \sqrt{(4,228)^2 + (2v_A)^2} \right) + d^{7,5} \exp \left( 7,762 - \sqrt{(7,762)^2 + (3v_A)^2} \right) \right],$$

$$c = 0,1747 + \sqrt{(0,8253)^2 + (0,07933v_A)^2},$$

$$d = 0,7333 + \sqrt{(0,2667)^2 + (0,1678v_A)^2}. \quad (65)$$

Очевидно, что при синглетной сверхтекучести нейтронов

$$R_{nA}^{(np)}(v_A) = R_{pA}^{(np)}(v_A), \quad R_{nA}^{(nn)}(v_A) = R_{pA}^{(pp)}(v_A). \quad (66)$$

Рассмотренные факторы подавления изображены на рис. 8 как функции  $T/T_c$  и на рис. 9 как функции безразмерного параметра щели  $v$ . Подытоживая сказанное в разделах 5.2 и 5.3, заметим, что показатель экспоненты в асимптотике фактора подавления содержит одиночную щель, если одна или две частицы, участвующие в реакции, принадлежат сверхтекучей компоненте вещества. Под количеством частиц мы понимаем полное число частиц (в начале и конце тормозного процесса, в начале и конце прямой или обратной реакции урка-процесса), принадлежащих сверхтекучей компоненте. Щель в экспоненте удваивается, когда реакция включает три или четыре сверхтекучих частицы и т.д. На рисунке 9 хорошо видно, что при усилении сверхтекучести (с ростом  $v$ ) фактор  $R_{pA}^{(np)}$  (две сверхтекучие частицы) уменьшается заметно быстрее, чем факторы  $R_{pA}^{(Mn)}$  или  $R_{nB}^{(Mp)}$  (одна сверхтекучая частица). Аналогично, фактор  $R_{pA}^{(pp)}$  (четыре сверхтекучие частицы) уменьшается быстрее, чем  $R_{pA}^{(Mp)}$  (три сверхтекучие частицы). Подчеркнем, что речь идет о нейтринных реакциях, рассмотренных в разделах 4 и 5. Сформулированное правило не распространяется на процесс излучения нейтрино при куперовском спаривании нуклонов (см. раздел 6.1).

#### 5.4. Нейтринные реакции при сверхтекучести нейтронов и протонов

При совместной сверхтекучести нейтронов и протонов расчет многократных интегралов (46) и (61), определяющих подавление стандартных процессов рождения нейтрино, становится чрезвычайно громоздким. Если не стремиться к очень высокой точности результатов, расчета можно избежать, заметив, что факторы подавления процессов с одной сверхтекучей частицей ( $R_A^{(D)}$ ,  $R_{pA}^{(Mn)}$ ,  $R_B^{(D)}$  и  $R_{nB}^{(Mp)}$ ) близки между собой как функции безразмерного параметра щели  $v$  (рис. 9). Это позволяет сформулировать [133] приближенные критерии подобия факторов подавления в различных реакциях. Учитывая их, мы построили приближенные факторы подавления протонной и нейтронной ветвей модифицированного урка-процесса совместной сверхтекучестью нуклонов:

$$R_{BA}^{(Mp)}(v_n, v_p) \approx \frac{R_{BA}^{(D)}(v_n, 2v_p)}{R_B^{(D)}(v_n)} R_{nB}^{(Mp)}(v_n), \quad (67)$$

$$R_{BA}^{(Mn)}(v_n, v_p) \approx \frac{R_{BA}^{(D)}(2v_n, v_p)}{R_A^{(D)}(v_p)} R_{pA}^{(Mn)}(v_p). \quad (68)$$

Можно ожидать, что эти факторы как функции соответствующих параметров  $v$  (с поправкой на число сверхте-

кучих частиц) не сильно отличаются от фактора  $R_{BA}^{(D)}(v_n, v_p)$  для прямого урка-процесса. Если протоны нормальны ( $v_p = 0$ ), то выражение для  $R_{BA}^{(Mp)}(v_p, v_n)$  становится точным; при нормальных нейтронах ( $v_n = 0$ ) точным становится фактор  $R_{BA}^{(Mn)}(v_n, v_p)$ . Кроме того, для приближенных факторов выполняется соотношение, аналогичное соотношению (33).

Можно предположить и подобие факторов подавления других нейтринных реакций. Так, фактор  $R_{nB}^{(Mn)}$  подавления  $n$ -ветви модифицированного урка-процесса сверхтекучестью нейтронов в области умеренной сверхтекучести ( $v \lesssim 10$ ) не должен сильно отличаться от фактора  $R_{pA}^{(Mp)}$  подавления  $p$ -ветви сверхтекучестью протонов:

$$R_{nB}^{(Mn)} \approx R_{pA}^{(Mp)}(v_n). \quad (69)$$

Приближенный фактор  $R_{nB}^{(nn)}$  подавления нейтринного излучения при  $np$ -рассеянии сверхтекучестью нейтронов и приближенный фактор  $R_{BA}^{(np)}$  подавления  $pr$ -рассеяния одновременной сверхтекучестью нейтронов и протонов должны быть примерно равны

$$R_{nB}^{(nn)} \approx R_{pA}^{(pp)}(v_n), \quad (70)$$

$$R_{BA}^{(np)} \approx \frac{R_{BA}^{(D)}(v_n, v_p)}{R_A^{(D)}(v_p)} R_{pA}^{(np)}(v_p). \quad (71)$$

В отсутствие нейтронной сверхтекучести выражение (71) становится точным.

Модифицированные урка-процессы, а также процессы тормозного нейтринного излучения, могут идти и с участием гиперонов. Приведенные формулы для факторов подавления с небольшими модификациями справедливы и для этих реакций.

## 6. Излучение нейтрино при куперовском спаривании нуклонов

### 6.1. Скорость нейтринных потерь

В отличие от процессов испускания нейтрино, рассмотренных в разделах 4 и 5, данный процесс возможен только при наличии сверхтекучести (раздел 2.2): сверхтекучесть искажает дисперсионное соотношение нуклона вблизи ферми-поверхности и разрешает реакцию (5). Хотя фактически процесс представляет собой излучение нейтринной пары нуклоном, дисперсионное соотношение которого содержит энергетическую щель, при теоретическом анализе удобно использовать формализм квазичастиц и рассматривать процесс [51] как аннигиляцию двух квазинуклонов  $\tilde{N}$  в нейтринную пару:

$$\tilde{N} + \tilde{N} \rightarrow \nu + \bar{\nu}. \quad (72)$$

Реакция протекает посредством нейтральных слабых токов и может приводить к рождению нейтрино любого сорта. Следуя [56], кратко опишем вывод выражения для скорости нейтринных потерь энергии при синглетном и триплетном спаривании нерелятивистских нуклонов. Реакция описывается гамильтонианом ( $\hbar = c = k_B = 1$ )

$$\hat{H} = -\frac{G_F}{2\sqrt{2}} (c_\nu J_0 l_0 - c_a \mathbf{J} \mathbf{l}), \quad (73)$$

где  $G_F$  — константа Ферми,  $c_v$  и  $c_a$  — векторная и аксиально-векторная константы нейтральных адронных токов. Для нейтронных токов имеем (см., например, [134])  $c_v = 1$ ,  $c_a = g_a = 1,26$ , а для протонных —  $c_v = 4 \sin^2 \Theta_W - 1 \approx -0,08$ ,  $c_a = -g_a$ , где  $\Theta_W$  — угол Вайнберга,  $\sin^2 \Theta_W = 0,23$ . Сильное различие значений  $c_v$  для нейтронов и протонов обусловлено разной кварковой структурой этих частиц. Далее,

$$J^\mu = (J^0, \mathbf{J}) = (\hat{\Psi}^+ \hat{\Psi}, \hat{\Psi}^+ \boldsymbol{\sigma} \hat{\Psi}), \quad J^\mu = \bar{\psi}_\nu \gamma^\mu (1 + \gamma^5) \psi_\nu \quad (74)$$

— 4-векторы слабых токов квазинуклонов и нейтрино ( $\mu=0, 1, 2, 3$ );  $\psi_\nu$  — волновая функция нейтрино, черта сверху означает дираковское сопряжение;  $\gamma^\mu$  и  $\gamma^5$  — гамма-матрицы Дирака;  $\boldsymbol{\sigma}$  — векторная матрица Паули;  $\hat{\Psi}$  — вторично-квантованная волновая функция квазинуклона. Функция  $\hat{\Psi}$  получается преобразованием Боголюбова. Его описание для синглетного и триплетного спаривания можно найти, например, в [119] и [85]. В обоих случаях

$$\hat{\Psi} = \sum_{\mathbf{p}\sigma\eta} \chi_\sigma \left[ \exp(-i\epsilon t + i\mathbf{p}\mathbf{r}) U_{\sigma\eta}(\mathbf{p}) \hat{\alpha}_{\mathbf{p}\eta} + \exp(i\epsilon t - i\mathbf{p}\mathbf{r}) V_{\sigma\eta}(-\mathbf{p}) \hat{\alpha}_{\mathbf{p}\eta}^+ \right], \quad (75)$$

где  $\mathbf{p}$  и  $\epsilon = \sqrt{v_F^2(p - p_F)^2 + \delta_p^2}$  — импульс квазичастицы и ее энергия (отсчитываемая от уровня Ферми). Единичные спиноры  $\chi_\sigma$  описывают состояние нуклона с фиксированной проекцией спина ( $\sigma = \pm 1$ ) на ось квантования (ось  $z$ ); индекс  $\eta$  нумерует спиновые состояния квазинуклона;  $\delta_p$  — энергетическая щель в спектре квазичастиц;  $v_F$  — фермиевская скорость;  $\hat{\alpha}_{\mathbf{p}\eta}^+$  и  $\hat{\alpha}_{\mathbf{p}\eta}$  — операторы рождения и уничтожения квазичастицы в состоянии  $(\mathbf{p}\eta)$ ;  $\hat{U}(\mathbf{p})$  и  $\hat{V}(\mathbf{p})$  — операторы боголюбовского преобразования. Для их матричных элементов при  $|p - p_F| \ll p_F$  справедливы соотношения  $U_{\sigma\eta}(\mathbf{p}) = u_p \delta_{\sigma\eta}$  и  $\sum_{\sigma\eta} |V_{\sigma\eta}(\mathbf{p})|^2 = 2v_p^2$ , где

$$u_p = \left[ \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{v_F(p - p_F)}{\epsilon} \right) \right]^{1/2}, \quad (76)$$

$$v_p = \left[ \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{v_F(p - p_F)}{\epsilon} \right) \right]^{1/2}.$$

При синглетном спаривании щель  $\delta_p$  изотропна, а величины  $u_p$  и  $v_p$  зависят лишь от  $p = |\mathbf{p}|$ . При триплетном спаривании величины  $\delta_p$ ,  $u_p$  и  $v_p$  зависят от ориентации  $\mathbf{p}$ .

Обозначим через  $q_v = (\omega_v, \mathbf{q}_v)$  и  $q'_v = (\omega'_v, \mathbf{q}'_v)$  4-импульсы нейтрино и антинейтрино, а через  $p = (\epsilon, \mathbf{p})$  и  $p' = (\epsilon', \mathbf{p}')$  — 4-импульсы аннигилирующих квазинуклонов. Используя "золотое правило" квантовой механики, запишем скорость нейтринных потерь энергии при куперовском спаривании (CP — *Cooper pairing*) в виде

$$Q^{(CP)} = \left( \frac{G_F}{2\sqrt{2}} \right)^2 \frac{1}{2} \mathcal{N}_\nu \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi)^3} \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^3} f(\epsilon) f(\epsilon') \times$$

$$\times \int \frac{d\mathbf{q}_v}{2\omega_v (2\pi)^3} \frac{d\mathbf{q}'_v}{2\omega'_v (2\pi)^3} \left[ c_v^2 I_{00} |l_0|^2 + c_a^2 I_{ik} l_i l_k^* \right] \times$$

$$\times (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p + p' - q_v - q'_v) (\omega_v + \omega'_v), \quad (77)$$

где  $\mathcal{N}_\nu = 3$  — число сортов нейтрино, а множитель  $1/2$  перед  $\mathcal{N}_\nu$  исключает учет одних и тех же столкновений квазинуклонов дважды. Интеграл берется по области  $(q_v + q'_v)^2 > 0$ , в которой процесс разрешен кинематически;  $f(\epsilon) = 1/[\exp(\epsilon/T) + 1]$ ,  $i, k = 1, 2, 3$ ;

$$I_{00} = \sum_{\eta\eta'} |\langle B | \hat{\Psi}^+ \hat{\Psi} | A \rangle|^2,$$

$$I_{ik} = \sum_{\eta\eta'} \langle B | \hat{\Psi}^+ \sigma_i \hat{\Psi} | A \rangle \langle B | \hat{\Psi}^+ \sigma_k \hat{\Psi} | A \rangle^*. \quad (78)$$

Здесь  $|A\rangle$  — вектор начального состояния системы квазичастиц, в котором одночастичные состояния  $(\mathbf{p}, \eta)$  и  $(\mathbf{p}', \eta')$  заняты, а  $|B\rangle$  — вектор конечного состояния, в котором указанные состояния свободны.

Интеграл (77) упрощается стандартными методами, как описано в [56]. При этом учитывается нерелятивизм нуклонов, их сильное вырождение, а также то, что изучаемая реакция кинематически разрешена в узкой области фазового пространства, где импульсы квазинуклонов  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{p}'$  почти антипараллельны. Последнее обстоятельство позволяет вынести из-под интеграла по  $d\mathbf{p}'$  плавные функции  $I_{00}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$  и  $I_{ik}(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ , положив в них  $\mathbf{p}' = -\mathbf{p}$ . После ряда преобразований окончательное выражение для скорости нейтринных потерь энергии (в обычных физических единицах) можно записать в виде [55, 56]

$$Q^{(CP)} = \frac{4G_F^2 m_N^* p_F}{15\pi^5 \hbar^{10} c^6} (k_B T)^7 \mathcal{N}_\nu a F =$$

$$= 1,170 \times 10^{21} \left( \frac{m_N^*}{m_N} \right) \left( \frac{p_F}{m_N c} \right) T_9^7 \mathcal{N}_\nu a F \quad (\text{эрг см}^{-3} \text{ с}^{-1}), \quad (79)$$

где  $T_9 = T/(10^9 \text{ K})$ ,  $a$  — численный коэффициент (см. ниже), а функция  $F$  в наших стандартных обозначениях (8) дается интегралом

$$F = \frac{1}{4\pi} \int d\Omega y^2 \int_0^\infty \frac{z^4 dx}{(\exp z + 1)^2}. \quad (80)$$

Синглетная щель  $\delta_p$  изотропна, поэтому интегрирование по  $d\Omega$  тривиально и дает  $4\pi$ . В триплетном же случае функция  $F$  содержит усреднение по положениям квазинуклонов на ферми-поверхности. При расчете по формуле (79) полезно соотношение  $p_F/(m_N c) \approx 0,353 (n_N/n_0)^{1/3}$ , где  $n_N$  — концентрация нуклонов сорта  $N$ ,  $n_0 = 0,16 \text{ Фм}^{-3}$ .

Мощность реакции  $Q^{(CP)}$  зависит от типа сверхтекучести. Зависимость входит как в коэффициент  $a$ , так и в функцию  $F$ . При синглетной сверхтекучести нейтронный коэффициент  $a$  определяется только векторной константой  $c_v$ :  $a_{nA} = c_v^2 = 1$ . Использование аналогичного выражения для синглетной сверхтекучести протонов дало бы очень маленькую величину  $a_{pA} = 0,0064$ , что указывает на слабость нейтринного излучения при синглетном спаривании протонов. В этих условиях следует учитывать релятивистскую поправку к величине  $a$ , которая обусловлена аксиально-векторным протонным током. С учетом такой поправки при синглетном

спаривании протонов [135]

$$\begin{aligned} a_{pA} &= c_v^2 + c_a^2 \left( \frac{v_{Fp}}{c} \right)^2 \left[ \left( \frac{m_p^*}{m_p} \right)^2 + \frac{11}{42} \right] = \\ &= 0,0064 + 1,59 \left( \frac{v_{Fp}}{c} \right)^2 \left[ \left( \frac{m_p^*}{m_p} \right)^2 + \frac{11}{42} \right], \end{aligned} \quad (81)$$

где  $v_{Fp}/c = (p_{Fp}/m_p c)(m_p/m_p^*)$ . Релятивистская поправка оказывается в 10–50 раз больше численно малого главного нерелятивистского слагаемого. Это заметно усиливает нейтринное излучение при синглетном спаривании протонов, хотя оно и остается значительно слабее излучения при спаривании нейтронов.

В случае триплетной сверхтекучести величина  $a$  определяется как векторной, так и аксиально-векторной константами нейтральных адронных токов:  $a = a_{NB} = a_{NC} = c_v^2 + 2c_a^2$  [56]. При спаривании нейтронов получим  $a_{NB} = a_{NC} = 4,17$ . Заметим, что при триплетном спаривании протонов, которое маловероятно в ядрах НЗ, мы получили бы  $a_{pB} = a_{pC} = 3,18$ . В столь экзотических условиях нейтринное излучение при спаривании протонов почти сравнялось бы с излучением при спаривании нейтронов.

Результат, приведенный выше для синглетного спаривания нейтронов, совпадает с результатом, полученным в пионерской работе Флауэрса и др. [51] (для нейтрино двух сортов,  $\mathcal{N}_\nu = 2$ ). Аналогичные выражения в работах [49, 52] получены при  $\mathcal{N}_\nu = 1$  и содержат лишний множитель  $(1 + 3g_a^2)$ . Кроме того, формула для  $Q^{(CP)}$  в [49, 52] содержит опечатку: вместо  $\pi^2$  в знаменателе должно стоять  $\pi^5$  (хотя численное выражение для  $Q^{(CP)}$  получено с правильным множителем  $\pi^5$ ). Случаи синглетного спаривания протонов и триплетного спаривания нейтронов в [55, 56, 135] рассмотрены впервые.

Заметим, что под влиянием многочастичных эффектов значения коэффициентов  $c_v$ ,  $c_a$  и  $a$  в плотной материи НЗ могут несколько перенормироваться. Ниже в примерах мы пренебрежем этой перенормировкой.

Функции  $F$ , даваемые формулой (80), зависят от одной переменной — параметра энергетической щели  $v$  (см. (9)). Пользуясь (80), легко получить асимптотики этих функций и рассчитать их зависимость от параметра  $\tau = T/T_c$  для сверхтекучестей типов А, В и С аналогично тому, как это делалось в разделах 3–5. Эти вычисления были проделаны в [55, 56].

В малой окрестности  $T \approx T_c$ , когда  $v \ll 1$  и  $\tau \rightarrow 1$ , имеем

$$\begin{aligned} F_A(v) &= 0,602v^2 = 5,65(1 - \tau), \\ F_B(v) &= 1,204v^2 = 4,71(1 - \tau), \\ F_C(v) &= 0,4013v^2 = 4,71(1 - \tau). \end{aligned} \quad (82)$$

При температурах  $T \ll T_c$  параметр  $v \gg 1$  и асимптотики  $F(v)$  имеют вид

$$\begin{aligned} F_A(v) &= \frac{\sqrt{\pi}}{2} v^{13/2} \exp(-2v) = \frac{35,5}{\tau^{13/2}} \exp\left(-\frac{3,528}{\tau}\right), \\ F_B(v) &= \frac{\pi}{4\sqrt{3}} v^6 \exp(-2v) = \frac{1,27}{\tau^6} \exp\left(-\frac{2,376}{\tau}\right), \\ F_C(v) &= \frac{50,03}{v^2} = 12,1\tau^2. \end{aligned} \quad (83)$$

Подчеркнем, что реакция испускания нейтрино при спаривании нуклонов сильно отличается от большинства других нейтринных реакций: во-первых, она пороговая по температуре (разрешена лишь при  $T < T_c$ ); во-вторых, ее скорость немонотонно зависит от температуры. Скорость реакции резко растет с уменьшением  $T$  сразу после возникновения сверхтекучести. При дальнейшем уменьшении температуры рост  $Q^{(CP)}$  сменяется убыванием. Согласно (83), сильная сверхтекучесть подавляет нейтринное излучение при куперовском спаривании так же, как теплоемкость или прямой урка-процесс: если щель не имеет узлов на ферми-поверхности (случаи А и В), скорость нейтринных потерь уменьшается экспоненциально; в противном случае (С) убывание  $Q^{(CP)}$  происходит степенным образом (см. разделы 3 и 4).

Асимптотики (82) и (83), а также результаты численного расчета  $F(v)$  при любых  $v$ , аппроксимируются простыми выражениями

$$\begin{aligned} F_A(v) &= (0,602v^2 + 0,5942v^4 + 0,288v^6) \times \\ &\times \left( 0,5547 + \sqrt{(0,4453)^2 + 0,0113v^2} \right)^{1/2} \times \\ &\times \exp\left(-\sqrt{4v^2 + (2,245)^2} + 2,245\right), \\ F_B(v) &= \frac{1,204v^2 + 3,733v^4 + 0,3191v^6}{1 + 0,3511v^2} \times \\ &\times \left( 0,7591 + \sqrt{(0,2409)^2 + 0,3145v^2} \right)^2 \times \\ &\times \exp\left(-\sqrt{4v^2 + (0,4616)^2} + 0,4616\right), \\ F_C(v) &= \frac{0,4013v^2 - 0,043v^4 + 0,002172v^6}{1 - 0,2018v^2 + 0,02601v^4 - 0,001477v^6 + 0,0000434v^8}. \end{aligned} \quad (84)$$

Формулы (79) и (84) позволяют легко рассчитать скорость нейтринных потерь энергии  $Q^{(CP)}$  при куперовском спаривании нуклонов для сверхтекучести типов А, В или С. Сходные формулы описывают нейтринное излучение при спаривании гиперонов. Необходимые видоизменения константы  $a$  указаны в [56].

На рисунке 10 (из работы [56]) изображена температурная зависимость нейтринных потерь энергии  $Q^{(CP)}$  при спаривании нейтронов в ядре НЗ при плотности  $\rho = 2 \times 10^{14}$  г см<sup>-3</sup>. Использованное уравнение состояния вещества будет описано в разделе 7.2. Эффективные массы нуклонов мы положили равными  $m_N^* = 0,7 m_N$ , а критическую температуру  $T_{cn} = 10^9$  К. При указанной плотности происходит смена синглетного спаривания на триплетное (раздел 3.1). Поэтому для различных моделей ядерного взаимодействия возможны разные типы нейтронной сверхтекучести. Мы приводим кривые для сверхтекучести трех типов, рассмотренных выше.

При опускании температуры ниже  $T_{cn}$  скорость нейтринных потерь при куперовском спаривании резко растет. Основное энерговыделение имеет место в интервале температур  $0,2T_{cn} \lesssim T \lesssim 0,96T_{cn}$  с максимумом при  $T \approx 0,4T_{cn}$ . При этом интенсивность энерговыделения может оказаться достаточно высокой — сравнимой или даже превосходящей энерговыделение в реакциях модифицированного урка-процесса в отсутствие сверхтекучести (раздел 4). При определенных условиях испускание

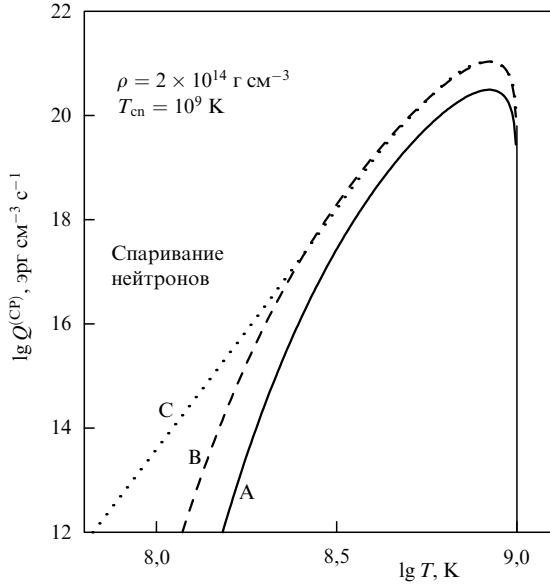


Рис. 10. Температурная зависимость скорости нейтринных потерь энергии, обусловленной куперовским спариванием нейтронов, при  $\rho = 2 \times 10^{14} \text{ г см}^{-3}$  и  $T_c = 10^9 \text{ К}$  для сверхтекучести типа А (сплошная линия), В (штрихи) и С (точки).

нейтрино при куперовском спаривании нейтронов может играть заметную роль и во внутренней коре нейтронной звезды [55, 45]. Реакция может быть значительной даже на фоне прямого урка-процесса во внутреннем ядре НЗ, если последний частично подавлен сверхтекучестью протонов (см. ниже).

**6.2. Резюме разделов 3–6**

Резюмируем результаты, полученные в разделах 3–6. Для иллюстрации используем то же уравнение состояния вещества (нейтроны, протоны и электроны) в ядре НЗ, на котором будут основаны расчеты остывания

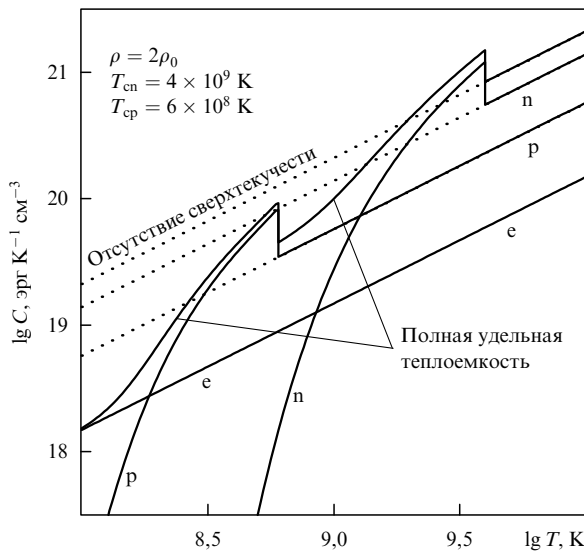


Рис. 11. Температурная зависимость полной и парциальных (n, p, e) удельных теплоемкостей в веществе с плотностью  $\rho = 2\rho_0$  при нейтронной сверхтекучести типа В с  $T_{cn} = 4 \times 10^9 \text{ К}$  и протонной сверхтекучести типа А с  $T_{cp} = 6 \times 10^8 \text{ К}$ . Точками показаны соответствующие теплоемкости в отсутствие сверхтекучести.

(раздел 7.2), и положим  $m_N^* = 0,7 m_N$ . Считаем что нейтроны могут образовывать сверхтекучесть типа В, а протоны — типа А.

Рисунок 11 иллюстрирует влияние сверхтекучести на теплоемкость при  $\rho = 2\rho_0$ ,  $T_{cn} = 4 \times 10^9 \text{ К}$  и  $T_{cp} = 6 \times 10^8 \text{ К}$ . В отсутствие сверхтекучести основной вклад в теплоемкость вносят нейтроны. Теплоемкости протонов и электронов при данной плотности примерно в 2,5 и 9 раз меньше нейтронной. При уменьшении температуры и возникновении сверхтекучести эти соотношения меняются. Скачки полной и нейтронной теплоемкостей при опускании температуры ниже  $T = T_{cn}$  связаны с выделением скрытой теплоты при куперов-

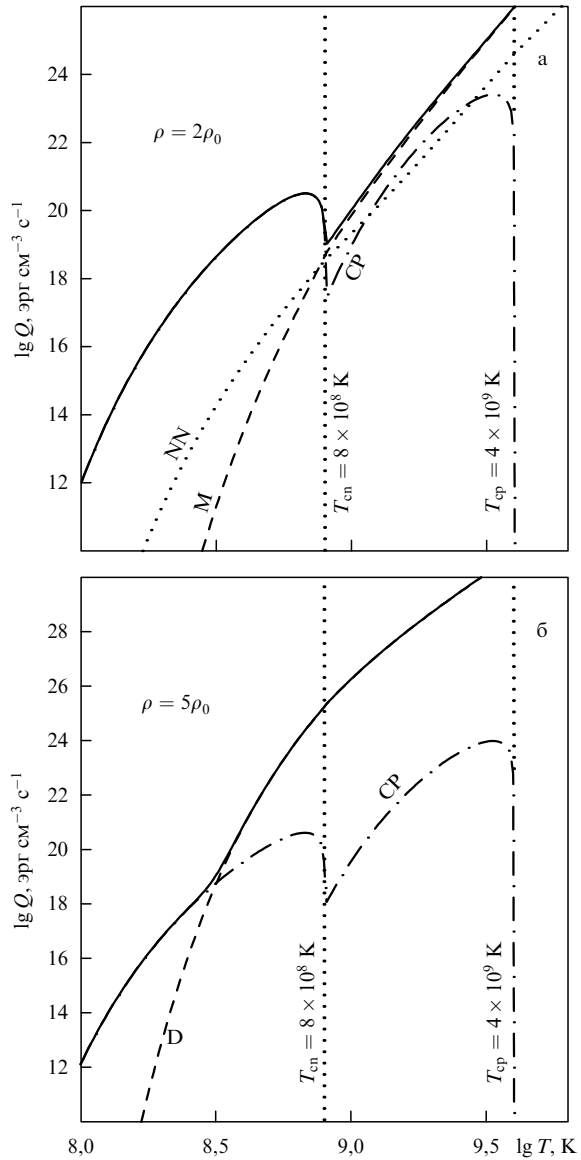


Рис. 12. Температурная зависимость скорости потерь энергии в различных нейтринных реакциях при нейтронной сверхтекучести типа В с  $T_{cn} = 8 \times 10^8 \text{ К}$  и протонной сверхтекучести типа А с  $T_{cp} = 4 \times 10^9 \text{ К}$  в веществе с плотностью  $\rho = 2\rho_0$  (а) (стандартные нейтринные реакции) и  $\rho = 5\rho_0$  (б) (разрешен прямой урка-процесс). Штрихпунктир — суммарные потери при куперовском спаривании нейтронов и протонов, сплошная линия — суммарные нейтринные потери энергии. (а) Штрихи — суммарные потери в двух ветвях модифицированного урка-процесса; точки — суммарные потери при nn-, пр- и pp-рассеянии. (б) Штрихи — прямой урка-процесс.

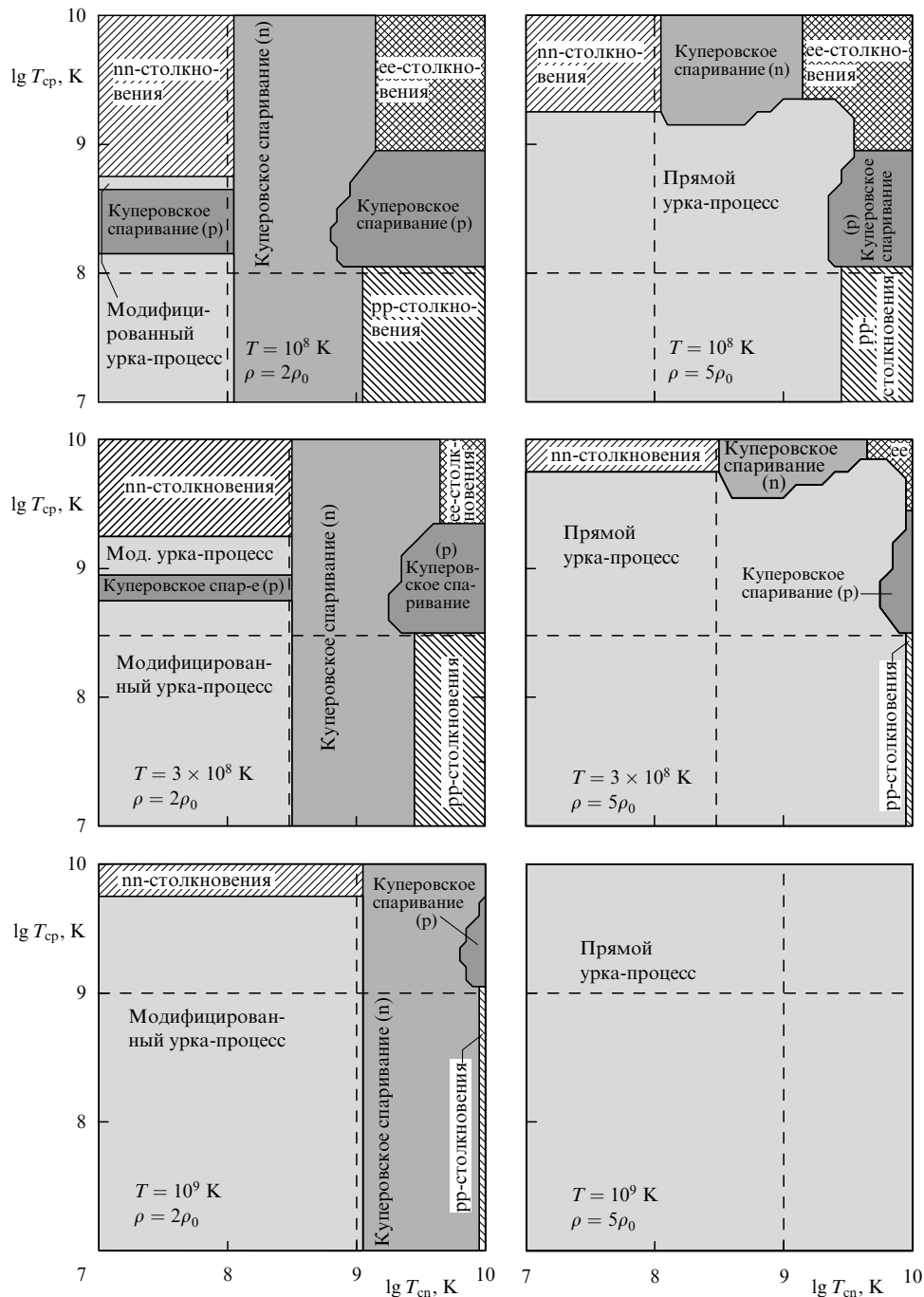


Рис. 13. Области  $T_{cn}$  (сверхтекучесть типа В) и  $T_{cr}$  (сверхтекучесть типа А), в которых доминируют различные нейтринные реакции при  $T = 10^9, 3 \times 10^8$  и  $10^8$  К в веществе с плотностью  $\rho = 2\rho_0$  (стандартное остывание) и  $\rho = 5\rho_0$  (ускоренное остывание).

ском спаривании нейтронов. Однако уже при  $T \lesssim 10^9$  К нейтронная сверхтекучесть становится сильной и резко подавляет парциальную теплоемкость. Основной вклад в полную теплоемкость начинают вносить протоны. При опускании температуры ниже  $T_{cr}$  протонная теплоемкость испытывает скачок, связанный с возникновением сверхтекучести протонов. В свою очередь, при  $T \lesssim 2 \times 10^8$  К протонная сверхтекучесть становится сильной и экспоненциально подавляет теплоемкость протонов. В результате, при более низких температурах полная теплоемкость перестает зависеть от сверхтекучести нуклонов и определяется теплоемкостью электронов. Глядя на рис. 11, легко представить относительный

вклад разных частиц в теплоемкость при любом соотношении между  $T$ ,  $T_{cn}$  и  $T_{cr}$ .

Сложнее обстоит дело с нейтринными потерями энергии. Для примера на рис. 12 изображены скорости нейтринных потерь энергии в различных реакциях при  $T_{cn} = 8 \times 10^8$  К и  $T_{cr} = 4 \times 10^9$  К. Рисунок 12а отвечает плотности  $\rho = 2\rho_0$ . Прямые урка-процессы при данной плотности запрещены (для данного уравнения состояния они становятся разрешенными при  $\rho_{cr} = 4,64\rho_0 = 1,30 \times 10^{15}$  г см<sup>-3</sup>). В отсутствие сверхтекучести нейтронов ( $T > T_{cn}$ ) доминирует модифицированный урка-процесс. Однако при уменьшении температуры от  $T = T_{cn}$  до  $T \approx 10^{8,9}$  К полная скорость потерь возрастает



тает почти на два порядка благодаря включению куперовского спаривания нейтронов. Таким образом, в ряде случаев появление сверхтекучести ведет не к замедлению, а к ускорению остывания НЗ.

Рисунок 12б отвечает более плотному веществу,  $\rho = 5\rho_0$ , когда разрешен мощный прямой урка-процесс. В этом случае нейтринные потери фактически определяются двумя процессами — прямым урка-процессом и куперовским спариванием нуклонов. Прямой урка-процесс доминирует при  $T \gtrsim 3 \times 10^8$  К. При дальнейшем понижении  $T$  прямой урка-процесс и реакции, рассмотренные в разделах 4 и 5, подавляются столь сильно, что "первенство" по нейтринным потерям переходит к куперовскому спариванию нуклонов.

Хорошо известно, что в сверхтекучем ядре звезды доминирует какой-либо один, наиболее мощный нейтринный процесс. Например, прямой урка-процесс при ускоренном остывании или модифицированные урка-процессы при стандартном. Однако, как видно из рис. 12, при наличии сверхтекучести это утверждение становится неверным. На разных стадиях остывания, в зависимости от соотношения  $T$ ,  $T_{\text{сн}}$ ,  $T_{\text{ср}}$  и  $\rho$ , в ядре НЗ могут доминировать совсем разные процессы.

На рисунке 13 показано, при каких значениях  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  доминирует тот или иной механизм нейтринных потерь. В дополнение к рассмотренным процессам мы включили еще один — тормозное излучение нейтринных пар при рассеянии электронов на электронах [136]. Этот механизм, как правило, достаточно слаб и не учитывается в расчетах остывания НЗ. Три левых рисунка 13 иллюстрируют случай стандартного остывания при  $\rho = 2\rho_0$  и трех значениях внутренней температуры звезды:  $10^8$ ,  $3 \times 10^8$  и  $10^9$  К; три правых рисунка описывают случай ускоренного остывания при  $\rho = 5\rho_0$  и тех же самых  $T$ . Выбранные значения  $T$  фактически покрывают область, наиболее интересную для приложений. Наши расчеты показали, что топология рисунков слабо меняется при варьировании  $\rho$  до тех пор, пока  $\rho$  не переходит через пороговое значение  $\rho = \rho_{\text{ср}}$ . Поэтому представленный набор рисунков качественно верно отражает эффективность всех нейтринных процессов в ядре остывающей НЗ. Легко заметить, что благодаря наличию сверхтекучести для многих механизмов имеются свои области параметров, где они доминируют.

Заметим, что при ускоренном остывании модифицированный урка-процесс всегда заметно слабее прямого урка-процесса и может быть опущен. Если сверхтекучи только нейтроны, то при  $T \ll T_{\text{сн}}$  главным механизмом становится тормозное излучение нейтринных пар при pp-столкновениях, не затрагиваемое нейтронной сверхтекучестью. Если же сверхтекучи и протоны, то при  $T \ll T_{\text{ср}}$  превалирует нейтринное излучение при pp-столкновениях. Куперовское спаривание нейтронов доминирует среди стандартных нейтринных потерь при  $T \lesssim 10^9$  К и несильной сверхтекучести нейтронов ( $0,12 \lesssim T/T_{\text{сн}} \lesssim 0,96$ ). Отметим, что эта область параметров интересна для приложений. На ранних стадиях остывания, когда  $T \gtrsim 10^9$  К, нейтринное излучение при куперовском спаривании  $n$  также существенно, но в более узкой области температур вблизи  $T \approx 0,4 T_{\text{сн}}$  или же при наличии сверхтекучести протонов. Нейтринные потери при спаривании последних заметно слабее, однако и они могут быть выше других потерь. Излучение при куперовском спаривании нейтронов и протонов может домини-

ровать и при ускоренном остывании НЗ, если нуклоны одного сорта обладают сильной сверхтекучестью, а нуклоны другого сорта — умеренной. Очень сильная совместная сверхтекучесть нуклонов (верхние правые углы рисунков) фактически полностью выключает все нейтринные процессы с их участием. Как следствие, главным становится тормозное излучение нейтрино при электрон-электронных столкновениях, фактически не подверженное влиянию сверхтекучести. Трудно ожидать, чтобы этот слабый процесс проявлялся при других условиях.

## 7. Остывание нейтронных звезд

### 7.1. Обзор работ по остыванию нейтронных звезд

**7.1.1. Общий обзор.** Теория остывания НЗ разрабатывается более тридцати лет. Первые работы появились еще до открытия НЗ. Их авторы стремились обосновать то, что не слишком старые НЗ могут испускать достаточно мощное тепловое (рентгеновское) излучение, по которому их можно обнаружить. Первые оценки теплового излучения остывающих НЗ сделал, по-видимому, Р. Стаблер [137] в 1960 г. В 1964 г. Чью [138] повторил эти оценки и теоретически обосновал возможность обнаружения НЗ по их тепловому излучению. Первые, упрощенные расчеты остывания НЗ провели Мортон [139], Чью и Солпитер [46], а также Бакал и Вольф [23] после обнаружения рентгеновских источников в Крабовидной туманности и созвездии Скорпиона в ходе баллонных экспериментов Бойера и др. [140].

Основы строгой теории остывания были заложены в фундаментальной работе Цуруты и Камерона [141], где четко сформулированы основные элементы теории — соотношение между температурами внутри и на поверхности НЗ, нейтринная и фотонная стадии остывания и пр. В последующие годы разработке теории остывания было посвящено много работ.

В 70–80-х годах основное внимание уделялось уравнению состояния и составу ядер НЗ (включая появление экзотических частиц), нейтринным реакциям и соотношению между температурами внутри и на поверхности НЗ (в том числе при наличии сильных магнитных полей). Достижения теории к середине 70-х годов описаны в обзоре Цуруты [142]. Взлет теории в начале 80-х годов был связан с запуском космической обсерватории "Эйнштейн" (раздел 8.1). Обзор работ "эйнштейновской серии" также сделан Цурутой [143–145]. Запуск обсерватории *ROCAT* в 1990 г. (раздел 8.1) инициировал новый подъем теории, продолжающийся до сих пор. Последние исследования посвящены, в основном, механизмам подогрева НЗ на поздних стадиях остывания (см. ниже) и эффектам сверхтекучести в ядрах НЗ. Отметим недавний обзор Цуруты [146]. По мере появления новых микроскопических теорий плотного вещества модели остывающих НЗ усложняются; многие вопросы еще не решены.

Остановимся подробнее на некоторых аспектах теории.

В первых работах остывание считалось стандартным (обусловленным нейтринными реакциями из "стандартного" набора; см. раздел 5). Ускоренное остывание НЗ моделируется с конца 70-х годов. Во многих работах предполагалось, что усиленная нейтринная светимость

связана с экзотическим составом ядер НЗ, содержащих пионный конденсат или кварковую плазму; см., например, [142, 147–153, 30]. К концу 80-х годов в рассмотрение включается еще один экзотический охлаждающий агент — каонный конденсат [154, 30, 155]. Были предложены также модели вещества, в котором легко возбуждаются пионные степени свободы [48–50]. В этих моделях нейтринная светимость НЗ резко усилена за счет виртуального возбуждения пионного поля даже тогда, когда плотность вещества не достигает критической плотности появления пионного конденсата. Современная теория остывания звезд с кварковым ядром, пионным или каонным конденсатами подробно описана в работах [21, 30].

Новый этап теории ускоренного остывания был открыт работой Латтимера и др. [19], в которой предсказано, что мощный прямой урка-процесс возможен в ядре НЗ со стандартным ядерным составом для многих реалистических уравнений состояния. Это позволяет быстро охладить НЗ [5, 127, 156, 124, 157, 158, 133, 30] без привлечения "экзотических" гипотез (раздел 2.2). Детальный обзор "неэкзотических" стандартных и ускоренных теорий остывания дан Петиком [21].

Влияние магнитного поля НЗ на соотношение между внутренней и поверхностной температурами звезды учитывается, начиная с работ Цуруты и соавторов [159–161]. В эти расчеты впервые включен широкий набор реакций рождения нейтрино в коре и ядре НЗ (распад плазмона, аннигиляция электрон-позитронных пар, распад фотона, тормозное излучение электронов на ядрах, нейтронная ветвь модифицированного урка-процесса). Детальный анализ соотношения между температурами внутри и на поверхности НЗ с сильным магнитным полем, нормальным к поверхности, провел Ван Райпер [162]. Он же [163] подробно исследовал влияние такого поля на стандартное и ускоренное остывание. Паж [164] и Шибанов и Яковлев [165] рассмотрели остывание НЗ с дипольным магнитным полем и показали, что дипольное поле влияет на остывание слабее и качественно по-другому, нежели чисто радиальное магнитное поле.

Совсем недавно появилась серия работ Хейла и др. [166–171], посвященных остыванию НЗ со сверхсильными поверхностными магнитными полями  $10^{14} - 10^{16}$  Гс (так называемых "магнитаров"; см. раздел 8.1.1). Такие поля могут сильно уменьшать теплоизолирующие свойства оболочки НЗ, благодаря чему на ранних этапах остывания поверхность магнитара может быть значительно горячее поверхности "обычной" НЗ. Подчеркнем, что микроскопические свойства вещества в сверхсильных магнитных полях (уравнение состояния, теплопроводность) изучены слабо, и результаты Хейла и др. носят сугубо предварительный характер.

Заметное влияние на остывание может оказать [172, 173, 155, 53, 174] и наличие тонкой (с массой  $\lesssim 10^{-8} M_{\odot}$ ) оболочки из легких элементов (H, He) у поверхности НЗ без магнитного поля или со слабым полем. Благодаря более высокой электронной теплопроводности плазмы легких элементов, образующей оболочку, на ранних этапах остывания поверхность НЗ оказывается заметно горячее.

Важный вклад в теорию внесла диссертация Мэлоуна [175]. Автор первым рассчитал стандартное остывание НЗ без приближения изотермичности внутренних слоев.

Это позволило описать тепловую релаксацию внутренних слоев в первые 100–1000 лет жизни НЗ. Аналогичные расчеты остывания, ускоренного присутствием пионного конденсата, были сделаны в диссертации Ричардсона [176]. Результаты обеих диссертаций опубликованы в работе [150]. Исследованию тепловой релаксации внутренних слоев молодой НЗ посвящена серия работ Номото и Цуруты [177–180, 60], а также работа Латтимера и др. [61]. Тепловая релаксация сопровождается выходом волны охлаждения из внутренних слоев на поверхность звезды. В принципе, этот эффект можно наблюдать у молодых НЗ. По времени выхода волны на поверхность можно судить об уравнении состояния в центральных слоях звезды [61].

В 1980 г. Глэн и Сазерленд [147] и годом позже Ван Райпер и Лэмб [148] включили эффекты общей теории относительности в уравнения тепловой эволюции звезды (а не только в уравнения гидростатического равновесия, как это делалось ранее). В этой связи отметим недавнюю работу [181], в которой впервые проделаны двумерные расчеты остывания вращающейся НЗ с точным учетом эффектов общей теории относительности, связанных с вращением.

Новое направление открыли работы Альпара и др. [182], а также Шибазак и Лэмба [183], вышедшие в конце 80-х годов. Авторы учли возможный подогрев НЗ на поздних стадиях остывания (возраст НЗ  $t \gtrsim 10^4$  лет) из-за вязкой диссипации вращательной энергии внутри НЗ. Эффект обусловлен взаимодействием сверхтекучей и нормальной компонент вещества в коре пульсара, тормозящего свое вращение под действием магнитодипольных потерь. Дальнейшее развитие теория остывания с вязким подогревом нашла в целом ряде работ (например, [184, 185, 151, 152, 186, 187, 155, 53, 174]).

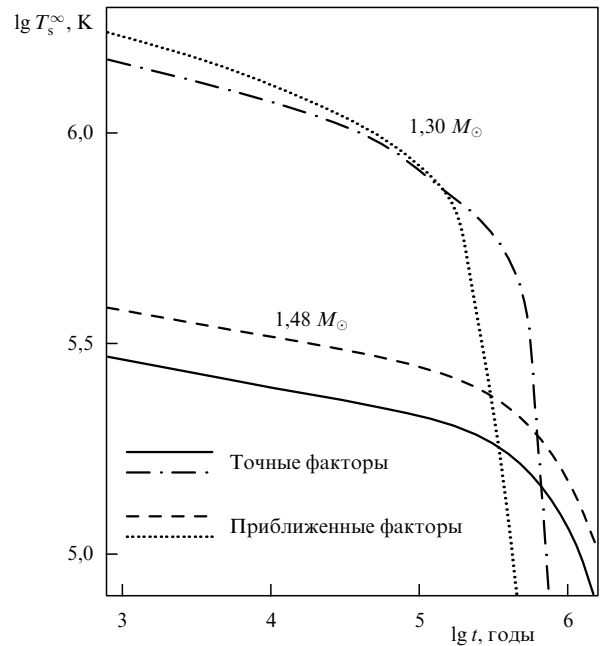
Источником подогрева в ядре остывающей НЗ может служить также выделение энергии, связанное со слабой неравновесностью вещества по бета-процессам [188]. Подогрев звезды с несверхтекучим ядром может быть вызван и омической диссипацией магнитного поля в ядре звезды [189–192] за счет эффекта усиления электросопротивления плазмы поперек сильного поля. Критика этого эффекта в [193] ошибочна, поскольку при расчете электросопротивления авторы [193] пренебрегли движением нейтронной компоненты вещества (неправомерность такого подхода наглядно видна из результатов [194]). Наконец, важным источником подогрева в старой НЗ ( $t \gtrsim 10^7$  лет) может стать омическая диссипация магнитного поля в коре звезды [195, 196]. Добавим, что диссипация поля в коре представляет собой очень важный процесс, который определяет эволюцию поверхностного магнитного поля, электродинамическое торможение вращения НЗ, активность звезды как радиопульсара и т.д. Процесс диссипации связан с остыванием, поскольку электросопротивление коры звезды падает по мере ее охлаждения (до тех пор, пока не достигается минимум — остаточное электросопротивление, обусловленное рассеянием электронов на заряженных примесях). При этом скорость диссипации кардинально зависит от типа остывания: при ускоренном остывании она очень слаба. С другой стороны, уменьшение магнитного поля ослабляет магнитодипольное торможение вращения звезды. Сказанное означает, что

остывание, эволюцию магнитного поля и замедление вращения следует (в принципе) рассматривать самоогласованно, как *магнитовращательную эволюцию* НЗ. Соответствующая теория развита в цикле работ Урпина и др. (см., например, работы [196–198] и приведенные там ссылки) без учета влияния сверхтекучести в ядрах НЗ на их остывание.

**7.1.2. Остывание сверхтекучих звезд.** Влияние сверхтекучести нуклонов в ядрах НЗ на остывание учитывается, начиная с работы Цуруты и др. [159]. В первых работах, как правило, это делалось крайне упрощенно — считалось, что сверхтекучесть полностью "выключает" соответствующую теплоемкость или нейтринную светимость с самого начала остывания (т.е. критические температуры сверхтекучести бесконечно высоки). Зависимость стандартного остывания НЗ от критических температур нуклонов первым исследовал Максвелл [123], который рассмотрел упрощенную модель НЗ с постоянной плотностью без учета эффектов общей теории относительности, но с достаточно реалистической нейтринной светимостью [12]. Длительное время, до работы Пажа и Эпплгейта [5], сверхтекучесть не считалась сильным регулятором остывания. Ее учитывали, главным образом, потому, что она неминуемо возникает в микроскопических теориях плотного вещества (раздел 3.1). Однако исследования последних лет подтвердили, что сверхтекучесть является одним из важнейших факторов, влияющих на стандартное и ускоренное остывание НЗ.

Моделированию стандартного остывания НЗ со сверхтекучими ядрами посвящено много работ, в том числе [159, 175, 199, 142, 123, 143, 147, 148, 177, 150, 180, 60, 124, 133, 30, 57, 56]. При расчетах стандартной нейтринной светимости ядра НЗ, как правило, учитывался вклад нейтронной ветви модифицированных урка-процессов и процессов  $np$ - и  $pr$ -рассеяния. Первое исследование остывания НЗ при наличии синглетной сверхтекучести нейтронов или протонов выполнено в [159]. Авторы [159] описали подавление  $n$ -ветви модифицированного урка-процесса и  $pr$ -рассеяния асимптотическими выражениями, полученными в [131] для модифицированного урка-процесса в пределе сильной ( $T \ll T_c$ ) синглетной сверхтекучести нейтронов или протонов, а скорость  $np$ -рассеяния умножали на  $\exp(-A_n/k_B T)$ . В [123] модифицированный урка-процесс просто выключался при температурах ниже  $T_{cn}$  или  $T_{cp}$ . Во многих работах использовались упрощенные факторы подавления, предложенные Мэлоуном [175]:  $\exp[-(A_n + A_p)/k_B T]$  — при совместной сверхтекучести нуклонов;  $\exp(-A_N/k_B T)$  — при синглетной сверхтекучести нуклонов одного сорта (для нейтронной ветви модифицированных урка-процессов и  $pr$ -рассеяния). Подавление  $np$ -рассеяния сверхтекучестью нейтронов описывалось выражением  $\exp(-2A_n/k_B T)$ . Точность таких аппроксимаций проанализирована в разделах 4 и 5. Их влияние на кривые остывания продемонстрировано на рис. 14.

Впервые полный набор нейтринных реакций, рассмотренных в разделах 4 и 5, был использован в [133]. Там же более точно учтено влияние сверхтекучести на теплоемкость и нейтринную светимость (разделы 3–5), однако не было учтено нейтринное излучение при куперовском спаривании нуклонов (раздел 6). Этот процесс был включен лишь в недавние расчеты [50, 53, 174, 54–57], причем авторы [54–57] использовали уточнен-

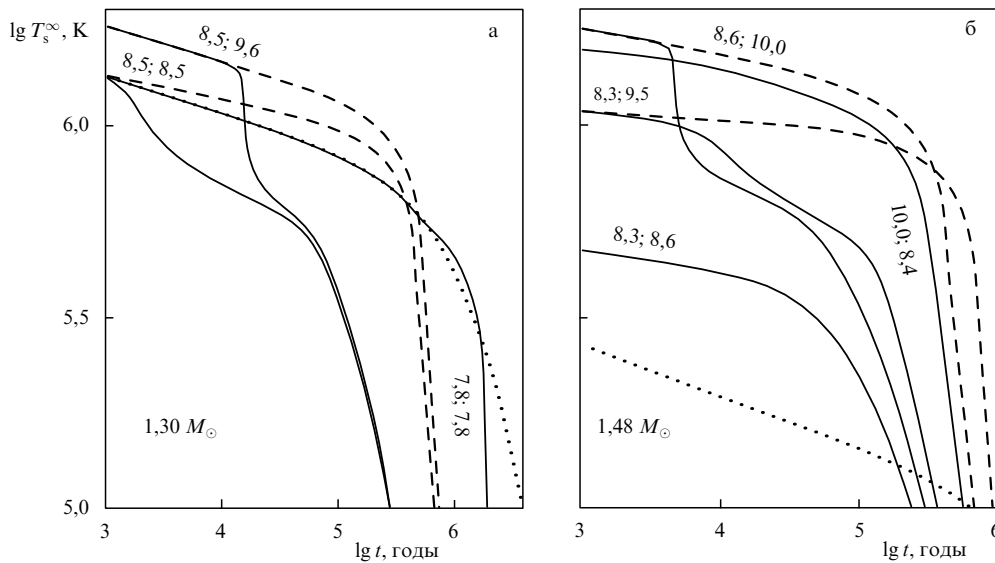


**Рис. 14.** Кривые остывания при аккуратном (сплошная и штрихпунктирная линии) и приближенном (штриховая и пунктирная) описании влияния сверхтекучести на нейтринную светимость и теплоемкость (см. текст). Сплошная и штриховая кривые описывают ускоренное остывание НЗ ( $M = 1,48 M_{\odot}$ ) при наличии сверхтекучести протонов с  $T_{cp} = 10^8$  К. Штрихпунктирная и точечная кривые отвечают стандартному остыванию НЗ ( $1,30 M_{\odot}$ ) при совместной сверхтекучести нуклонов с  $T_{cn} = 10^9$  К и  $T_{cp} = 10^8$  К. Параметры моделей приведены в разделе 7.2.2. Излучение нейтрино при куперовском спаривании нуклонов не учитывалось.

ные выражения для скорости нейтринного энерговыделения, приведенные в разделе 6 (хотя и не учитывали релятивистскую поправку к скорости потерь энергии при спаривании протонов).

Важность учета генерации нейтрино при куперовском спаривании нуклонов в случае стандартного остывания НЗ проиллюстрирована на рис. 15а. Можно видеть, что появление сверхтекучести на нейтринной стадии может не только замедлить остывание НЗ, как это считалось ранее, но и наоборот — резко ускорить (см., например, [56]). Ускорение может быть столь сильным, что к возрасту  $t \sim 10^5 - 10^6$  лет звезда остывает до более низких температур, чем при усиленных нейтринных потерях. Исключение составляет случай сверхтекучести одних протонов, при спаривании которых нейтринные потери незначительны. Кроме того, различия между кривыми остывания малы в случае нормальных протонов и сильно сверхтекучих нейтронов ( $T_{cn} \gtrsim 10^9$  К), когда куперовское спаривание нейтронов не является доминирующим процессом (раздел 6.2).

Моделирование ускоренного остывания НЗ со стандартным составом ядра при наличии сверхтекучести началось с работы Пажа и Эпплгейта [5]. Они первыми отметили интересную особенность НЗ, в ядрах которых разрешены прямые урка-процессы и присутствует сверхтекучесть нейтронов или протонов: по завершении тепловой релаксации температура поверхности таких звезд быстро падает до некоторого значения  $T_s = T_s(T_i)$ , отвечающего внутренней температуре  $T_i = \alpha T_c$ , и остается почти неизменной на всей последующей стадии нейтринного охлаждения. Здесь  $T_c$  — критическая тем-



**Рис. 15.** Стандартное остывание НЗ с  $M = 1,30 M_{\odot}$  (а) и ускоренное остывание НЗ с  $M = 1,48 M_{\odot}$  (б) при наличии сверхтекучести. Числа у кривых указывают значения  $\lg T_{\text{cn}}$ ;  $\lg T_{\text{cr}}$ . Сплошные кривые получены с учетом генерации нейтрино при куперовском спаривании нуклонов, а штриховые — без учета. Точки — остывание НЗ с нормальным ядром. Параметры моделей НЗ приведены в разделе 7.2.2. Сплошная и штриховая кривые при  $\lg T_{\text{cn}} = 7,8$  и  $\lg T_{\text{cr}} = 7,8$  на рис. (а) совпадают; на рис. (б) кривые при  $\lg T_{\text{cn}} = 8,3$ ,  $\lg T_{\text{cr}} = 8,6$  и  $\lg T_{\text{cn}} = 10,0$ ,  $\lg T_{\text{cr}} = 8,4$  также сливаются.

пература нейтронов или протонов в ядре,  $\alpha \sim 1$  — числовой коэффициент (так, в расчетах [5]  $\alpha \approx 0,2$ ). При этом температура  $T_i$  почти нечувствительна к прочим параметрам НЗ [124]. Причина такого явления проста — звезда быстро остывает до наступления сверхтекучести, которая подавляет ускоренное остывание и "замораживает" внутреннюю температуру звезды на уровне  $\alpha T_c$ . Таким образом, можно изучать сверхтекучесть ядер тех НЗ, температура поверхности которых известна из наблюдений.

Эту возможность (без учета генерации нейтрино при куперовском спаривании) более подробно исследовал Паж [124]. Он показал, что найденным из наблюдений значениям температур поверхности пульсаров PSR 0656+14 [200] и Геминги [201] можно удовлетворить в моделях стандартного и ускоренного остываний. Наблюдения пульсара Вела [202] лучше согласуются с моделью ускоренного, а PSR 1055–52 [203] — стандартного остывания. Во всех случаях необходимо присутствие во всем (занятом доминирующими процессами нейтринного охлаждения) ядре НЗ сверхтекучести нейтронов или протонов с высокими критическими температурами:  $T_c \sim 10^9$  К [124].

Подчеркнем, что результаты и количественные выводы [5, 124] сильно меняются при учете совместной сверхтекучести нуклонов и нейтринного излучения при их спаривании. Однако основной вывод Пажа и Эпплгейта остается в силе: НЗ возраста  $10^2 - 10^5$  лет, в ядре которой нуклоны сверхтекучи, является "термометром" этой сверхтекучести: зная поверхностную температуру, можно определять критические температуры нейтронов  $T_{\text{cn}}$  и протонов  $T_{\text{cp}}$ .

Помимо [5, 124], расчеты ускоренного остывания НЗ со стандартным ядерным составом при наличии в ядре звезды сверхтекучести нуклонов выполнены, например, в [156, 127, 157, 133, 53, 174, 54–57]. Как и в случае стандартного остывания, в ранних работах по ускорен-

ному остыванию влияние сверхтекучести на теплоемкость и нейтринную светимость описывалось приближенными факторами вида  $\exp(-\Delta_N/k_B T)$ , однако постепенно стала "внедряться" теория, описанная в разделах 3–5. Различие кривых стандартного и ускоренного остывания с применением аккуратных (разделы 3–5) и приближенных ( $\exp(-\Delta_j/k_B T)$ ) факторов подавления проиллюстрировано на рис. 14. При аккуратном учете сверхтекучести замедление остывания на нейтринной стадии наступает [156] при более низкой температуре ядра  $T$  и соответственно при более низкой температуре поверхности НЗ.

При расчете усиленной нейтринной светимости вклад куперовского спаривания нуклонов (раздел 6) обычно не учитывался. Исключение составляют работы [50, 53, 174, 54–57]. Согласно [56], учет этого процесса особенно важен, если в ядре звезды имеется сверхтекучесть протонов с  $T_{\text{cp}} \gg T_{\text{cn}}$ . Такая сверхтекучесть подавляет прямой урка-процесс на ранних стадиях остывания задолго до начала куперовского спаривания нейтронов. Поэтому всплеск нейтринного излучения, сопровождающий спаривание, оказывается весьма заметным. При этом остывание НЗ не замедляется, а резко ускоряется (рис. 15б). Напомним, что аналогичная ситуация имеет место и при стандартном остывании (см. также раздел 7.2).

В итоге как при стандартном, так и при ускоренном остывании сверхтекучесть нуклонов играет определяющую роль [53, 174, 54–57]. Более того, понятие о типе остывания НЗ в присутствии сверхтекучести становится условным, так как ускоренное остывание звезды может выглядеть как стандартное, а стандартное — как ускоренное (особенно при учете генерации нейтрино при куперовском спаривании нуклонов; ср. рис. 15а и б). При этом звезда, независимо от типа остывания, по-прежнему остается хорошим "термометром" для измерения критических температур нуклонов: сравнительно

небольшие изменения  $T_{\text{сн}}$  или  $T_{\text{ср}}$  сильно меняют кривые остывания. Единственное, что необходимо — правильно "проградуировать" этот термометр (разделы 3–6).

Наконец, отметим недавнюю работу [118], в которой впервые рассматривалось стандартное и ускоренное остывание НЗ при наличии триплетной сверхтекучести нейтронов типа С (с узлами энергетической щели на ферми-поверхности). Авторы основывались на модельных расчетах спаривания нейтронов в сильных магнитных полях [94], согласно которым в поле  $B \gtrsim 10^{16}$  Гс спаривание типа С становится энергетически выгоднее спаривания типа В. Отметим также первые расчеты остывания [204] НЗ с гиперонизированным ядром с учетом сверхтекучести гиперонов. Добавим, однако, что в работах [118, 204] использовались неточные факторы подавления нейтринных реакций сверхтекучестью и выражения для нейтринного энерговыделения при куперовском спаривании частиц.

Теоретический вывод о решающей роли сверхтекучести в остывании НЗ совпал с появлением новых наблюдательных данных (раздел 8) о температурах поверхности ряда НЗ. Наличие этих данных позволило реально поставить задачу об исследовании сверхтекучести в ядрах НЗ.

## 7.2. Расчеты остывания

В этом разделе мы проиллюстрируем возможность исследования сверхтекучести нуклонов в ядрах НЗ. В изложении мы в основном будем следовать нашей недавней работе [57]. В дополнение к [57] мы включили в расчет релятивистские поправки к нейтринной светимости, обусловленной куперовским спариванием протонов (раздел 6.1). Это слегка изменило кривые остывания при некоторых значениях  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$ , но не повлияло на основные выводы [57].

**7.2.1. Описание расчетов.** В представленных ниже результатах использована программа расчета остывания [156, 157, 205, 133, 54], основанная на приближении изотермичности внутренних слоев НЗ. Основная часть программы написана О.Ю. Гнединым. Изотермическое приближение применимо для звезды возраста  $t > 10 - 10^3$  лет, внутри которой закончилась тепловая релаксация. Именно по достижении тепловой релаксации сверхтекучесть сильно влияет на поверхностную температуру. Следуя [147], мы полагаем, что область изотермичности ограничена условием  $\rho > \rho_b = 10^{10}$  г см<sup>-3</sup>. Реально граница изотермической области лежит при меньших  $\rho$  и зависит от температуры: по мере остывания она приближается к поверхности. Выбранное значение  $\rho_b$  гарантирует, что область  $\rho > \rho_b$  изотермична в звезде возраста  $t \gtrsim 10^3$  лет. В этой области величина  $T_i(t) = T(r, t) \exp[\Phi(r)]$  (которую можно назвать внутренней температурой с поправкой на гравитационное красное смещение) постоянна в каждый момент времени  $t$ . Здесь  $T(r, t)$  — локальная температура вещества,  $\Phi(r)$  — безразмерный гравитационный потенциал,  $r$  — радиальная координата.

Влияние эффектов общей теории относительности на строение и остывание НЗ учитывалось точно. Расчет остывания в изотермическом приближении сводится к

решению уравнения теплового баланса (см., например, [147])

$$C(T_i) \frac{dT_i}{dt} = -L_{\text{vi}}(T_i) - L_{\text{vi}}(T_s), \quad (85)$$

$$C = \int c_V dV, \quad dV = 4\pi r^2 \left(1 - \frac{2Gm}{rc^2}\right)^{-1/2} dr, \quad (86)$$

$$L_{\text{vi}} = \int Q \exp(2\Phi) dV, \quad L_{\text{vi}} = 4\pi \mathcal{R}^2 \sigma T_s^4 \exp(2\Phi_b). \quad (87)$$

Здесь  $C$  — теплоемкость звезды,  $c_V$  — удельная теплоемкость,  $m = m(r)$  — гравитационная масса внутри сферы с радиальной координатой  $r$ . Величины  $L_{\text{vi}}$  и  $L_{\text{vi}}$  определяют нейтринную и фотонную светимости звезды,  $Q$  — скорость нейтринных потерь энергии,  $\Phi_b$  — значение  $\Phi$  на границе изотермической области ( $\rho = \rho_b$ ),  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана.

Фотонная светимость звезды зависит от эффективной температуры  $T_s$  ее поверхности. Соотношение между  $T_s$  и температурой  $T_b = T_i \exp(-\Phi_b)$  при  $\rho = \rho_b$  определяется теплоизоляционными свойствами внешней оболочки ( $\rho < \rho_b$ ), где нарушается условие изотермичности. Мы не учитывали влияние магнитного поля на остывание НЗ и использовали соотношение  $T_s(T_b)$ , полученное недавно [173] при  $B = 0$ . Мы предполагали, что у поверхности НЗ может присутствовать тонкий (с массой  $\lesssim 10^{-13} M_\odot$ ) слой водорода или гелия. В таком количестве легкое вещество не меняет теплоизоляцию оболочки и остывание НЗ, но может изменить спектр теплового излучения. Реальное влияние дипольных поверхностных магнитных полей  $B \lesssim 5 \times 10^{12}$  Гс на остывание НЗ незначительно [165]. Поэтому наши расчеты, по крайней мере качественно, применимы для звезд с такими полями. В этих случаях под  $T_s$  следует понимать среднюю эффективную температуру поверхности, которая определяет полную фотонную светимость звезды  $L_\gamma = 4\pi \sigma \mathcal{R}^2 T_s^4$  (без учета гравитационного красного смещения).

**7.2.2. Модели остывающих нейтронных звезд.** Для простоты считаем, что вещество ядра НЗ состоит из нейтронов, протонов и электронов (мюоны и гипероны отсутствуют). Будут использованы модели НЗ, ядра которых состоят из вещества с умеренно-жестким уравнением состояния, предложенным Пракашем и др. [206] (вариант с модулем сжатия  $K_0 = 180$  МэВ и тем же упрощенным коэффициентом объемной симметрии  $S_V$ , который использован в [5]). Предельная масса НЗ для данного уравнения состояния равна  $1,73 M_\odot$ . Чтобы исследовать ускоренное и стандартное остывание, рассмотрим модели НЗ двух масс. В первом случае НЗ имеет массу  $M = 1,48 M_\odot$ , радиус  $\mathcal{R} = 11,44$  км и центральную плотность  $\rho_c = 1,376 \times 10^{15}$  г см<sup>-3</sup>, а во втором —  $M = 1,30 M_\odot$ ,  $\mathcal{R} = 11,87$  км,  $\rho_c = 1,07 \times 10^{15}$  г см<sup>-3</sup>. Выбранное уравнение состояния разрешает прямой урка-процесс при плотности  $\rho > \rho_{\text{cr}} = 1,30 \times 10^{15}$  г см<sup>-3</sup>. Поэтому НЗ с  $M = 1,48 M_\odot$  испытывает *ускоренное* остывание: в маленьком центральном ядрышке с радиусом 2,32 км и массой  $0,035 M_\odot$  возможен мощный прямой урка-процесс (4) (помимо процессов (1)–(3) и (5) во всем ядре). В НЗ с  $M = 1,30 M_\odot$  критическое значение  $\rho_{\text{cr}}$  не достигается, и звезда имеет *стандартную* нейтринную

светимость, обусловленную процессами (1)–(3) и (5). Заметим, что в расчетах [133] при построении уравнения состояния параметр  $n_0$  (ядерная концентрация барионов) полагался равным  $0,165 \text{ Фм}^{-3}$ . В настоящих расчетах положено  $n_0 = 0,16 \text{ Фм}^{-3}$ . По этой причине масса модели с ускоренным остыванием несколько отличается от принятой ( $1,44 M_\odot$ ) в [133].

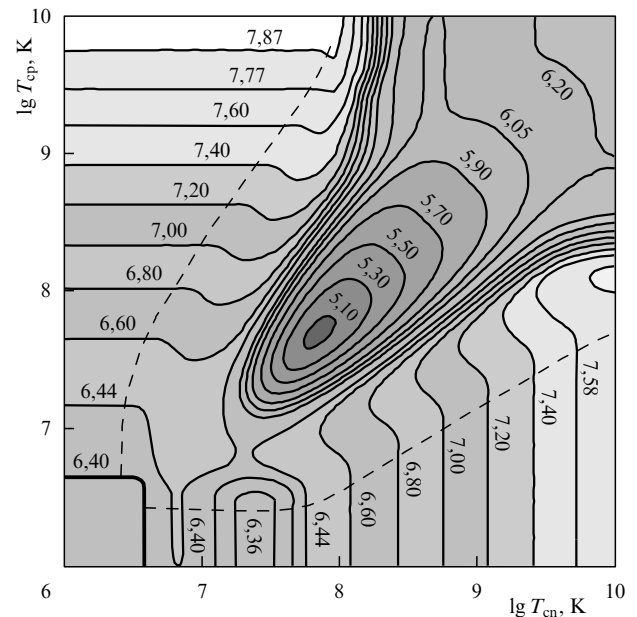
Для расчета теплоемкости и нейтринной светимости сверхтекучего ядра НЗ за счет реакций (1)–(5) мы использовали формулы разделов 3–6. Результаты, полученные в этих разделах, резюмированы в разделе 6.2. Нейтринные потери при ее-рассеянии в ядре звезды на расчет не принимались: мы убедились, что их влияние на остывание наших моделей НЗ пренебрежимо мало. Мы учли также нейтринную светимость коры НЗ за счет тормозного излучения электронов при рассеянии на атомных ядрах (по приближенной формуле, предложенной в [123]):  $L_{\text{br}} = 1,65 \times 10^{39} (M_{\text{cr}}/M_\odot) \times (T_b/10^9 \text{ К})^6 \exp(2\Phi_b) \text{ эрг с}^{-1}$ , где  $M_{\text{cr}}$  — масса коры НЗ. В нашем случае  $M_{\text{cr}} = 0,0120 M_\odot$  для модели с  $M = 1,48 M_\odot$ , и  $M_{\text{cr}} = 0,0153 M_\odot$  для модели с  $M = 1,3 M_\odot$ . Теплоемкость НЗ полагалась равной сумме теплоемкостей  $n$ ,  $p$  и  $e$  в ядре звезды; вклад коры не учитывался вследствие малости ее массы для выбранных моделей НЗ. При расчетах нейтринной светимости и теплоемкости эффективные массы нейтронов и протонов в ядрах НЗ полагались равными  $m_N^* = 0,7 m_N$ .

Многочисленные модельные микроскопические теории куперовского спаривания в ядре НЗ дают очень широкий разброс температур появления сверхтекучести нейтронов и протонов  $T_{\text{cn}}$  и  $T_{\text{cp}}$  ( $\sim 10^7 - 10^{10} \text{ К}$ ) и различные зависимости этих температур от плотности (раздел 3.1). Поэтому мы сделали упрощающее предположение, что критические температуры  $T_{\text{cn}}$  и  $T_{\text{cp}}$  постоянны по ядру звезды и могут рассматриваться как свободные параметры. Это основное упрощение наших моделей. Мы полагали, что протоны образуют куперовские пары в состоянии  $^1S_0$  (сверхтекучесть типа А, табл. 1), а нейтроны — в состоянии  $^3P_2$  с нулевой проекцией момента пары на ось квантования (сверхтекучесть типа В). Ниже мы исследуем остывание при разных значениях  $T_{\text{cn}}$  и  $T_{\text{cp}}$ , а в разделе 8.2.2 определим те значения, которые лучше согласуются с наблюдениями.

Как отмечалось в разделе 7.1, в присутствии сверхтекучести понятие о типе остывания НЗ становится условным. Тип остывания в данных условиях формально указывает лишь на то, разрешен ли в ядре НЗ прямой урка-процесс.

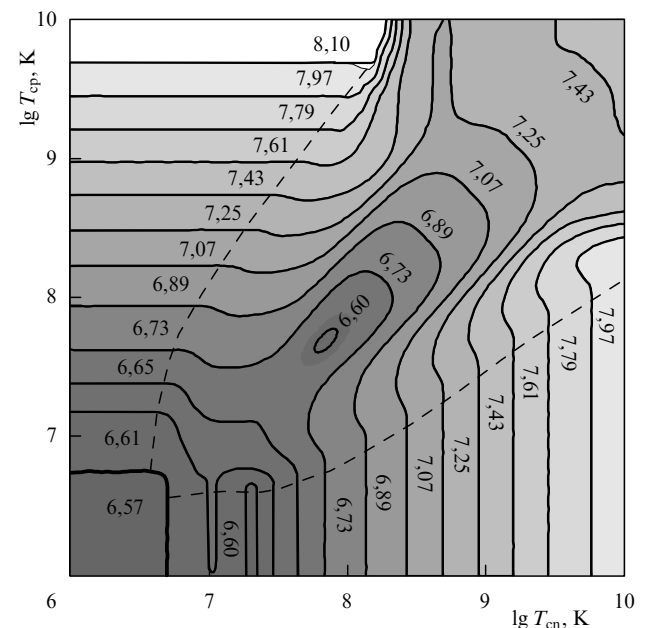
**7.2.3. Результаты.** Мы рассчитали около 2000 кривых остывания НЗ. Кривые описывают зависимость эффективной температуры поверхности звезды  $T_s^\infty = T_s \sqrt{1 - \mathcal{R}_g/\mathcal{R}}$ , которую регистрирует удаленный наблюдатель, от возраста  $t$ ; здесь  $\mathcal{R}_g$  — гравитационный радиус НЗ. При  $M = 1,30 M_\odot$  и  $M = 1,48 M_\odot$  имеем  $T_s^\infty/T_s = 0,822$  и  $0,786$ . Критические температуры нейтронов  $T_{\text{cn}}$  и протонов  $T_{\text{cp}}$  в ядре НЗ варьировались в широком интервале  $10^6 - 10^{10} \text{ К}$ .

Примеры кривых остывания для отдельных значений  $T_{\text{cn}}$  и  $T_{\text{cp}}$  обсуждались выше (рис. 15а, б). Однако анализировать результаты в виде кривых остывания неудобно. Удобнее изображать значения  $(T_{\text{cn}}, T_{\text{cp}})$ , которые приводят к определенным температурам  $T_s^\infty$  поверх-



**Рис. 16.** Линии значений  $T_{\text{cn}}$  и  $T_{\text{cp}}$ , отвечающие определенным внутренним температурам  $T_i$  (значения  $\lg T_i$  приведены у кривых) или температурам поверхности  $T_s^\infty$  (даны в табл. 2) НЗ с усиленной нейтринной светимостью ( $1,48 M_\odot$ ) и возрастом Геминги ( $3,4 \times 10^5$  лет). Область совместной сверхтекучести  $n$  и  $p$  (в центре и верху) ограничена штрихами. Небольшая область, в которой сверхтекучесть к данному моменту еще не наступила (левый нижний угол), отделена жирной линией.

ности НЗ данного возраста  $t$ . Именно так построены рис. 16–19. Для примера выбраны значения  $t$ , отвечающие возрасту пульсаров Геминга ( $3,4 \times 10^5$  лет, рис. 16 и 18) и PSR 0656 + 14 ( $10^5$  лет, рис. 17 и 19). Наблюдательные данные об этих и других остывающих НЗ приведены в разделе 8.1.



**Рис. 17.** То же, что на рис. 16, но для НЗ возраста PSR 0656 + 14 ( $10^5$  лет).

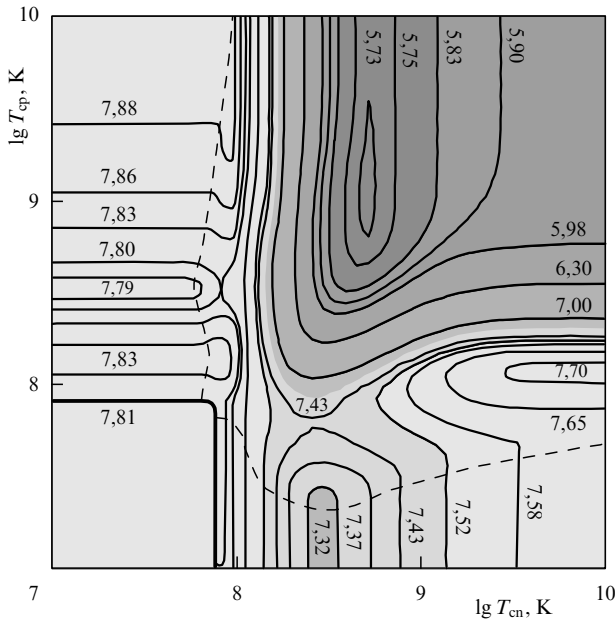


Рис. 18. Изотермы внутренней температуры  $T_i$  (или поверхностной температуры  $T_s^\infty$ , см. табл. 2) НЗ возраста Геминги, как и на рис. 16, но при стандартном остывании ( $1,30 M_\odot$ ).

Прежде чем обсудить результаты расчетов, приведем ряд количественных соотношений, которые определяют основные особенности остывания НЗ. На эти соотношения мы будем опираться при описании рис. 16–19.

Влияние сверхтекучести нейтронов и протонов на теплоемкость различно. Для несверхтекучей звезды теплоемкости  $p$  и  $n$  составляют  $\sim 1/4$  и  $\sim 3/4$  от полной теплоемкости  $C_{tot}$ . Поэтому сильная сверхтекучесть  $p$  уменьшает  $C_{tot}$  на  $\sim 25\%$ , а сильная сверхтекучесть  $n$  — в 4 раза. При уменьшении отношения внутренней температуры звезды  $T_i$  к критической температуре нуклонов  $T_{cN}$  от 0,3 до 0,1 (например, при остывании НЗ) теп-

лоемкость нуклонов  $N = n$  или  $p$  падает более чем на три порядка и становится заведомо ниже теплоемкости электронов. Дальнейшее подавление теплоемкости нуклонов не меняет полную теплоемкость. Появление слабой сверхтекучести нуклонов сорта  $N$  почти вдвое увеличивает их теплоемкость за счет выделения скрытой теплоты при фазовом переходе. Теплоемкость нуклонов остается выше теплоемкости нормальных нуклонов при уменьшении  $T_i/T_{cN}$  от 1 до 0,3, т.е. пока разность логарифмов температур  $\lg T_{cN} - \lg T_i \leq 0,5$ .

Влияние сверхтекучестей  $n$  и  $p$  на нейтринную светимость НЗ также различно. Для реакций прямого и модифицированного урка-процессов это различие является слабым. Без учета испускания куперовских нейтрино асимметрия рис. 16–19 по отношению к инверсии осей  $T_{cn} \rightleftharpoons T_{cp}$ , в основном, объясняется бы разным вкладом  $n$  и  $p$  в теплоемкость. В этом можно убедиться, сравнив рис. 16–19 с аналогичными рисунками из работы [133], в которой нейтринные потери при куперовском спаривании не рассматривались. Учет куперовских нейтрино заметно усиливает асимметрию: нейтринное излучение при спаривании  $p$  слабо, а при спаривании  $n$  доминирует над стандартными нейтринными потерями при  $T_i \lesssim 10^9 \text{ K} \lesssim T_{cn}$  и над прямым урка-процессом при  $T_i \lesssim T_{cn} \ll T_{cp}$ . Основное энерговыделение в процессе имеет место при  $0,2 \lesssim T_i/T_{cn} \lesssim 0,96$  (когда разность логарифмов температур  $\lg T_{cn} - \lg T_i \leq 0,7$ ).

**7.2.4. Модель с ускоренным остыванием.** Рисунки 16 и 17 иллюстрируют ускоренное остывание НЗ возраста пульсаров Геминга и PSR 0656 + 14.

На рисунке 16 показаны изотермы внутренней температуры  $T_i$  НЗ возраста Геминги в зависимости от  $T_{cn}$  и  $T_{cp}$ . Поскольку температура  $T_i$  однозначно связана с температурой поверхности, эти же линии являются изотермами  $T_s^\infty$  (табл. 2). Штрихами нанесены вспомогательные линии, ограничивающие область совместной сверхтекучести нуклонов. Область слева от верхней штриховой линии отвечает сверхтекучести  $p$  при нормальных  $n$ , область справа от нижней линии — сверхтекучести  $n$  при нормальных  $p$ . Штриховые линии пересекаются на изотерме температуры  $T_i = 10^{6,4} \text{ K}$ , до которой остыла бы несверхтекучая НЗ к моменту  $t$ . Эта изотерма, выделенная жирной линией, ограничивает значения  $T_{cn}, T_{cp}$ , при которых сверхтекучесть нуклонов к моменту  $t$  еще не наступает и не влияет на остывание. Отметим, что благодаря эффектам общей теории относительности изотермам  $T_i$  отвечают несколько более высокие локальные температуры вещества (см. выше). Поэтому изотерме  $T_i = 10^{6,4} \text{ K}$  соответствуют значения  $T_{cN}$  слегка выше  $T_i$ .

Вначале обсудим поведение изотерм справа от нижней вспомогательной линии. Вертикальные отрезки изотерм показывают, что остывание НЗ регулируется только сверхтекучестью  $n$ . С ростом  $T_{cn}$  при  $\lg T_{cn} \gtrsim 7,7$  температура ядра  $T_i$  растет. Дело в том, что чем выше  $T_{cn}$ , тем раньше наступает сверхтекучесть  $n$ . Следовательно, раньше подавляются мощные урка-процессы, сильнее затягивается остывание и горячее остается НЗ к моменту  $t$ . При низких  $T_{cn}$  основную часть времени звезда остывает в отсутствие сверхтекучести и оказывается достаточно холодной к моменту  $t$ . У такой НЗ нейтринная светимость уже слаба и сравнима с фотонной. Дополнительные нейтринные потери, связанные с

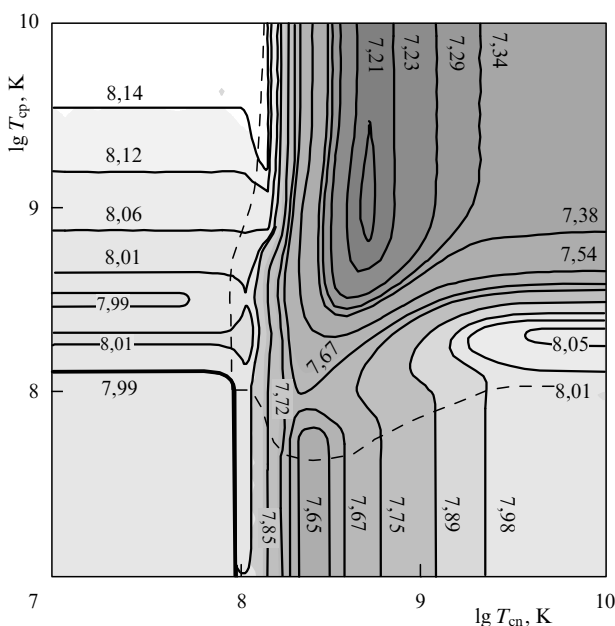


Рис. 19. То же, что на рис. 18, но для звезды возраста PSR 0656 + 14 ( $10^5$  лет).

Таблица 2. Соотношение между  $T_i$  и  $T_s^\infty$  для рис. 16–19

$M = 1,48M_\odot$		$M = 1,30M_\odot$	
$\lg T_i, \text{K}$	$\lg T_s^\infty, \text{K}$	$\lg T_i, \text{K}$	$\lg T_s^\infty, \text{K}$
5,10	4,53	5,73	4,78
5,30	4,61	5,75	4,79
5,50	4,68	5,83	4,82
5,70	4,76	5,90	4,85
5,90	4,84	5,98	4,88
6,05	4,91	6,30	5,02
6,20	4,98	7,00	5,37
6,36	5,05	7,21	5,48
6,40	5,07	7,23	5,49
6,44	5,09	7,29	5,53
6,57	5,16	7,32	5,54
6,60	5,17	7,34	5,55
6,61	5,18	7,38	5,57
6,65	5,20	7,43	5,60
6,73	5,24	7,52	5,65
6,80	5,28	7,54	5,66
6,89	5,32	7,58	5,69
7,00	5,38	7,65	5,72
7,07	5,42	7,67	5,74
7,20	5,49	7,70	5,75
7,25	5,52	7,75	5,78
7,40	5,60	7,79	5,80
7,43	5,62	7,80	5,81
7,60	5,71	7,81	5,81
7,61	5,72	7,83	5,82
7,77	5,81	7,85	5,84
7,79	5,82	7,86	5,84
7,87	5,86	7,88	5,85
7,97	5,92	7,89	5,86
8,10	5,99	7,98	5,91
		7,99	5,91
		8,01	5,93
		8,05	5,95
		8,06	5,95
		8,12	5,99
		8,14	6,00

куперовским спариванием  $n$  при  $\lg T_{\text{cn}} \gtrsim 6,6$ , слегка ускоряют остывание в области  $6,6 \lesssim \lg T_{\text{cn}} \lesssim 6,6 + 0,7$ . Однако при  $\lg T_{\text{cn}} \lesssim 6,6 + 0,5$  ускорение компенсируется выделением скрытой теплоты при скачке теплоемкости  $n$ . Значения 0,7 и 0,5 пояснены выше.

Вертикальные отрезки изотерм пересекают вспомогательную линию при температуре  $T_{\text{cp}}$ , при которой возникает сверхтекучесть протонов. Если еще немного повысить  $T_{\text{cp}}$ , то теплоемкость НЗ (при  $\lg T_{\text{cn}} \gtrsim 7,4$  определяемая протонами) увеличится вдвое. Выделение скрытой теплоты повысит  $T_i$ : в интервале шириной примерно 0,5 по  $\lg T_{\text{cp}}$  вверх от нижней штриховой линии изотермы смещаются влево. При дальнейшем росте  $T_{\text{cp}}$  теплоемкость резко подавляется; НЗ становится холоднее, и изотермы смещаются вправо.

Аналогично, с заменой протонной сверхтекучести на нейтронную, объясняются горизонтальные участки изотерм слева от верхней вспомогательной линии. При этом усиление охлаждения НЗ в интервале  $\lg T_{\text{cp}} \gtrsim 6,6$  не происходит из-за слабости нейтринного излучения при спаривании  $p$ . Сильная сверхтекучесть  $p$  подавляет теплоемкость НЗ меньше, чем сверхтекучесть  $n$  с той же критической температурой. Поэтому при высоких  $T_{\text{cp}}$  звезда оказывается горячее, чем при аналогичных  $T_{\text{cn}}$  на вертикальных участках изотерм в правой нижней части рисунка.

Горизонтальные участки изотерм пересекаются с верхней вспомогательной линией при температуре  $T_{\text{cn}}$ ,

при которой появляется сверхтекучесть нейтронов. Эта сверхтекучесть приводит к выделению скрытой теплоты и слабому разогреву НЗ (провалы на изотермах ниже вспомогательной линии). С ростом  $T_{\text{cp}}$  нагрев звезды при появлении сверхтекучести  $n$  уменьшается и сходит на нет (провалы исчезают). Основную роль в этом играет нейтринное излучение при спаривании  $n$ , которое тем заметней, чем сильнее подавлены прямые урка-процессы. При высоких  $T_{\text{cp}}$  куперовское спаривание становится основным механизмом нейтринных потерь. Поскольку излучение нейтрино при спаривании  $n$  эффективнее, чем выделение скрытой теплоты, появление сверхтекучести  $n$  с ростом  $T_{\text{cn}}$  не замедляет, а, наоборот, ускоряет остывание НЗ. Заметное охлаждение НЗ, вызванное куперовскими нейтрино, происходит в полосе шириной 0,7 (по  $\lg T_{\text{cn}}$ ) вправо от верхней штриховой линии. Ниже и правее этой полосы охлаждение НЗ связано с подавлением теплоемкости  $n$ .

Теперь рассмотрим подробнее область  $T_{\text{cn}}, T_{\text{cp}}$  между вспомогательными линиями. Некоторое повышение  $T_i$  при  $\lg T_{\text{cn}} \lesssim 6,6 + 0,5$  и  $\lg T_{\text{cp}} \lesssim 6,6 + 0,5$  связано с выделением скрытой теплоты при появлении слабой сверхтекучести  $n$  и  $p$ . Дальнейшее увеличение  $T_{\text{cn}} \sim T_{\text{cp}}$  приводит сперва к резкому уменьшению, а затем к слабому росту  $T_i$ . Уменьшение вызвано экспоненциальным подавлением теплоемкости совместной сверхтекучестью  $n$  и  $p$ , а слабый рост обязан подавлению прямого урка-процесса на ранних этапах остывания.

Рисунок 17 аналогичен рис. 16, но приведен для более молодой НЗ возраста  $10^5$  лет. Рисунки 16 и 17 показывают, что для поддержания высокой температуры  $T_s^\infty$  (или  $T_i$ ) длительное время требуется соблюдение условия  $T_{\text{cp}} \ll T_{\text{cn}}$  или  $T_{\text{cn}} \ll T_{\text{cp}}$ .

**7.2.5. Модель со стандартным остыванием.** Стандартное остывание звезды с массой  $1,30 M_\odot$  проиллюстрировано на рис. 18 и 19 для НЗ возраста Геминги и PSR 0656 + 14. В этом случае изотермы ведут себя качественно иначе, чем при ускоренном остывании (ср. с рис. 16 и 17): отсутствует даже приближенная симметрия между сверхтекучестями  $n$  и  $p$ . Причина асимметрии — слабость стандартных нейтринных потерь. Во-первых, в отсутствие мощного регулятора остывания — прямого урка-процесса — различие теплоемкостей  $n$  и  $p$  проявляется сильнее. Во-вторых, на фоне слабых нейтринных потерь повышается значение куперовских нейтрино, которые нейтроны испускают гораздо эффективнее протонов.

Если сверхтекучести нет, то НЗ ( $1,30 M_\odot$ ) переходит на фотонное охлаждение в возрасте  $t_\nu \sim 1,6 \times 10^5$  лет. Поэтому пульсар PSR 0656 + 14 оказывается на стадии перехода, а Геминга — на фотонной стадии. Стандартная нейтринная светимость таких НЗ уже слаба и сверхтекучесть влияет на остывание, в основном, через теплоемкость и излучение нейтрино при спаривании  $n$  и, в меньшей степени,  $p$ .

Рассмотрим для примера рис. 18. Две штриховые вспомогательные линии ограничивают область совместной сверхтекучести нуклонов. Слева от верхней линии сверхтекучи только протоны, а в области под нижней линией — только нейтроны. Линии замыкаются на изотерме температуры  $\lg T_i \approx 7,81$ , до которой остыла бы несверхтекучая НЗ к моменту  $t$ . Сверхтекучесть с  $\lg T_{\text{cn}} \lesssim 7,9$  и  $\lg T_{\text{cp}} \lesssim 7,9$  к моменту  $t$  еще не наступила и не влияет на остывание.



Горизонтальные участки изотерм слева от штриховой линии показывают, что остывание НЗ регулируется только сверхтекучестью  $p$ . При  $\lg T_{cp} \gtrsim 7,9$  сверхтекучесть возникает незадолго до момента  $t$  и является умеренной. В интервале  $7,9 \lesssim \lg T_{cp} \lesssim 7,9 + 0,5$  она ведет к выделению скрытой теплоты и незначительному повышению полной теплоемкости НЗ (определяемой, в основном, нормальными нейтронами). В интервале  $7,9 + 0,1 \lesssim T_{cp} \lesssim 7,9 + 0,7$  слабое повышение теплоемкости компенсируется усилением (тоже слабым) нейтринных потерь из-за спаривания протонов. В результате,  $T_i$  вначале чуть возрастает, затем уменьшается. При  $\lg T_{cp} \gtrsim 8,4$  теплоемкость  $p$  подавляется, и теплоемкость НЗ падает на  $\sim 25\%$ . В то же время высокие температуры  $T_{cp}$  приводят к появлению сверхтекучести  $p$  на нейтринной стадии остывания. Затягивание остывания за счет подавления светимости в нейтринную эру оказывается несколько сильнее, чем ускорение за счет изменения теплоемкости, и  $T_i$  продолжает слабо увеличиваться с ростом  $T_{cp}$ .

Горизонтальные участки изотерм заканчиваются при температуре  $T_{cn} \sim 10^8$  К, при которой появляется сверхтекучесть нейтронов. Спаривание  $n$  вызывает всплеск нейтринного излучения и резкое ускорение остывания в полосе шириной приблизительно 0,7 по  $\lg T_{cn}$  справа от вспомогательной линии. Минимум  $T_i$  приходится на интервал  $8,5 \lesssim \lg T_{cn} \lesssim 8,7$ , так как при  $8,0 \lesssim \lg T_{cn} \lesssim 8,0 + 0,5$  нейтринные потери частично компенсируются выделением скрытой теплоты при фазовом переходе. Самые низкие температуры  $T_i$  достигаются при  $T_{cp} \gg 10^8$  К, когда теплоемкость нуклонов подавлена наиболее сильно.

На вертикальных участках изотерм под нижней штриховой линией остывание регулируется лишь сверхтекучестью нейтронов. С ростом  $T_{cn}$  в этой области температура  $T_i$  меняется так же, как с ростом  $T_{cp}$  в области, где сверхтекучи только протоны. При  $\lg T_{cn} \gtrsim 7,9$  включается генерация нейтрино при спаривании  $n$ , которая ускоряет остывание НЗ в интервале  $7,9 \lesssim \lg T_{cn} \lesssim 7,9 + 0,7$  (см. выше). При  $7,9 \lesssim \lg T_{cn} \lesssim 7,9 + 0,5$  нейтринное охлаждение частично компенсируется выделением скрытой теплоты. Поэтому минимум  $T_i$  приходится на интервал  $7,9 + 0,5 \lesssim \lg T_{cn} \lesssim 7,9 + 0,7$ . Этот минимум  $T_i$  не столь глубок, как в верхней части рис. 18, поскольку теплоемкость нуклонов подавлена лишь частично.

Сильная нейтронная сверхтекучесть подавляет теплоемкость НЗ больше, а нейтринную светимость меньше, чем сильная протонная. Из-за слабости стандартных нейтринных потерь этого различия достаточно, чтобы при высоких  $T_{cn}$  и нормальных  $p$  звезда остывала иначе, чем при столь же высоких  $T_{cp}$  и нормальных  $n$ . Сильная сверхтекучесть  $n$  замедляет остывание только тех НЗ, которые в отсутствие сверхтекучести к моменту  $t$  находились бы на нейтринной или переходной стадиях. Последнее можно наблюдать на примере пульсара PSR 0656 + 14 (см. рис. 19); в отсутствие сверхтекучести в момент  $t = 10^5$  лет он находится еще на стадии перехода. Остывание более старых НЗ, например возраста Геминги, сильная сверхтекучесть  $n$  ускоряет (см. рис. 18).

Вертикальные участки изотерм на рис. 18 пересекают вспомогательную линию при температуре  $T_{cp}$ , при которой в НЗ появляется сверхтекучесть  $p$ . Она приводит к выделению скрытой теплоты и повышению  $T_i$  в полосе шириной примерно 0,5 (по  $\lg T_{cp}$  вверх) вдоль нижней штриховой линии. При дальнейшем росте  $T_{cp}$  теплоемкость резко подавляется, и остывание заметно ускоряется. При очень сильной совместной сверхтекучести  $n$  и  $p$  ( $T_{cn} \gg 10^{7,9}$  К,  $T_{cp} \gg 10^{7,9}$  К, самый верхний правый угол рис. 18) нуклон-

ная теплоемкость и нейтринная светимость ядра НЗ подавляются полностью и остывание регулируется теплоемкостью электронов.

Рисунок 19 аналогичен рис. 18, но отвечает более молодой НЗ. Ее нейтринная светимость несколько выше, а относительный вклад куперовских нейтрино при спаривании  $n$  (и  $p$ ) меньше. При включении этих процессов остывание меняется слабее.

Сравнение представленных расчетов с наблюдениями будет проделано в следующем разделе.

## 8. Тепловое излучение нейтронных звезд и сверхтекучесть в их ядрах

### 8.1. Тепловое излучение нейтронных звезд

**8.1.1. Наблюдения рентгеновского излучения нейтронных звезд.** Уже в первой работе Бааде и Цвикки [207], посвященной НЗ, было предсказано, что НЗ должны рождаться горячими и далее остывать, испуская тепловое излучение. Из-за компактности НЗ это излучение является слабым. Современные детекторы могут уловить его лишь от ближайших ( $D \lesssim 1-2$  кпк) достаточно горячих ( $T_s \gtrsim 10^5 - 10^6$  К) изолированных НЗ. Основной поток теплового излучения при указанных температурах поверхности  $T_s$  приходится на мягкий рентгеновский и жесткий ультрафиолетовый диапазоны спектра (0,01–1 кэВ), которые тем самым наиболее предпочтительны для наблюдений. Однако фотоны таких энергий сильно поглощаются земной атмосферой и могут быть зарегистрированы лишь на высотных баллонах, ракетах или космических обсерваториях.

Попытки обнаружить НЗ по тепловому излучению их поверхности, предпринятые в середине 60-х годов в ходе первых баллонных экспериментов с рентгеновскими детекторами, успеха не имели. НЗ были открыты позже, в 1967 г., как радиопульсары [208]. Сравнительно скоро НЗ были обнаружены и в рентгене как рентгеновские пульсары, вспыхивающие источники (барстеры) и транзиенты; однако излучение этих объектов обусловлено аккрецией вещества на НЗ в двойных системах, а не выходом тепла из остывающих НЗ. Поиски собственного теплового излучения остывающих НЗ продолжались.

В 1975 г. Вольф и др. [209], а также Тур и Сьюард [210] пытались зарегистрировать тепловое излучение пульсара в Крабовидной туманности с помощью баллонного рентгеновского детектора при покрытии пульсара Луной. Тепловое излучение обнаружено не было, но был установлен верхний предел температуры поверхности пульсара, не сильно отличающийся от современного.

Последующие наблюдения проводились, в основном, в мягком рентгене с помощью рентгеновских телескопов на орбитальных обсерваториях "Эйнштейн" (1978–1981 гг.), ЭКЗОСАТ (EXOSAT — The European X-Ray Observatory Satellite, 1983–1986 гг.), РОСАТ (ROSAT — The Röntgen Satellite, 1990–1998 гг.), АСКА (ASCA — The Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics, работает с 1993 г.) и РЭКСТЕ (RXTE — The Rossi X-ray Timing Explorer, запущен в декабре 1995 г.). При исследованиях применялись различные типы детекторов: газонаполненные (сцинтилляционные) пропорциональные счетчики фотонов, обладающие умеренным (от  $\sim 8$  до 40%, в зависимости от конструкции прибора и энергии фотонов) разрешением по спектру и относительно грубым разрешением по углу ( $\sim 12'' - 3'$ ); твердотельные микроканальные фотоприем-

ники с высоким угловым разрешением (до  $3''$ ), но почти не дающие информации о спектре; твердотельные ПЗС матрицы с более высоким спектральным разрешением (до 3%), чем у газовых детекторов, но худшим угловым разрешением ( $1'$ ), чем у микроканальных фотоприемников. Временное разрешение детекторов (0,001–0,5 мс) в большинстве случаев позволяет изучать вариации потоков излучения, связанные, например, с вращением НЗ. К моменту написания данного обзора наилучшими угловым, спектральным и временным разрешениями обладали соответственно микроканальный рентгеновский фотоприемник HRI (High Resolution Imager) на *POCAre* ( $\sim 5''$  в диапазоне 0,1–2,5 кэВ), прибор SIS (Solid-state Imaging Spectrometer) на *АСКА* (диапазон 0,4–10 кэВ,  $\Delta E/E \sim 2\%$  при энергии  $E \sim 6$  кэВ) и PCA (Proportional Counter Array) на *РЭКСТЕ* ( $\sim 1$  мкс в диапазоне 2–60 кэВ). Рентгеновские детекторы обладают высокой чувствительностью. Так, обсерватория *POCAre* способна обнаружить источники, поток от которых составляет  $\sim 5 \times 10^{-14}$  эрг см $^{-2}$  с $^{-1}$ .

Использование орбитальных обсерваторий привело к существенному прогрессу в поиске теплового излучения НЗ. Удалось обнаружить мягкое рентгеновское излучение примерно от трех десятков радиопульсаров [223, 224] и от нескольких изолированных НЗ [247], не проявляющих радиопульсарной активности. Тепловая компонента излучения достаточно надежно выявлена в  $\sim 20\%$  случаев<sup>1</sup>.

Поиски теплового излучения поверхности НЗ проводились также на ультрафиолетовом спутнике *IUVE* (EUVE — The Extreme Ultra-Violet Explorer, работает с 1992 г.) с помощью DS (Deep Survey) и ST (Scanning Telescope) телескопов, чувствительных в области энергий фотонов 70–760 эВ, с угловым разрешением  $\sim 30$ – $45''$  (при использовании широкополосных фильтров 40–190 А и 160–238 А). Исследовано около 20 известных НЗ [211]. Пять источников зарегистрированы в полосе 40–190 А. Два из них, пульсары PSR 0656+14 и Геминга, являются остывающими пульсарами и один, RX J1856–37, — изолированной (по-видимому, остывающей) НЗ, не проявляющей радиопульсарной активности. Для остальных объектов получены верхние пределы на потоки излучения в ультрафиолете.

Начиная с 1978 г., стали проводиться широкополосные фотометрические наблюдения изолированных НЗ в оптическом диапазоне с помощью чувствительных наземных телескопов — ESO-NTT (The New Technology Telescope of the Europe South Observatory), телескопа им. Кека (Keck), БТА (Большого Телескопа Азимутального) — и орбитального телескопа им. Хаббла (The Hubble Space Telescope, запущен в 1990 г.). Около десятка радиопульсаров отождествлены как оптические источники [212]. Болетрическая светимость изолированных НЗ в оптике, как правило, на несколько порядков ниже, чем в рентгене. Это служит дополнительным аргументом при отождествлении точечных рентгеновских источников как изолированных НЗ, в особенности, если они не являются пульсарами. Точечные рентгеновские источники, связанные с аккрецирующими НЗ в тесных двойных системах в паре с обычной звездой (рентгеновские пульсары, барстеры, транзиенты), имеют, как правило, более высокие потоки в оптике из-за вклада компаньона или аккреционного диска. Для некоторых изолированных НЗ (PSR 0540–69, PSR 1509–58,

PSR 0656+14, Краб, Вела, Геминга) выполнены многоцветовые фотометрические измерения, для других (PSR 1929+10, PSR 0950+08, PSR 1055–52, RX J185635–3854, RX J0720.4–3125) потоки измерены лишь в одном-двух фильтрах. Для Геминги, изолированного пульсара среднего возраста, с помощью 10-метрового телескопа им. Кека недавно получены [213] первые оптические спектры с разрешением  $\sim 2$  А. Ранее спектроскопические исследования были выполнены лишь для двух молодых пульсаров Краб и RSR 0540–69, оптическое излучение которых является нетепловым. Использование на 6-метровом телескопе БТА детектора МАМА (Multiple Anode Microchannel-Plate Array), обладающего хорошим временным разрешением, позволило недавно обнаружить [214] временные пульсации оптического излучения (в фильтре В) Геминги и PSR 0656+14 — остывающих НЗ среднего возраста; излучение пульсирует с периодом вращения звезд. Ранее пульсирующее оптическое излучение наблюдалось только от нескольких молодых пульсаров (в их числе — Краб, Вела, PSR 0540–69) со спектрами явно нетеплового происхождения. Энергия нетеплового излучения, в основном, черпается из энергии вращения НЗ.

Оптические и ультрафиолетовые наблюдения дополняют рентгеновские спектры данными о рэлей-джинсовской части спектра. Это позволяет делать более надежные заключения о характере спектра (тепловой или нет) и параметрах атмосфер НЗ. Интерпретация теплового излучения должна быть согласована с наблюдениями нетеплового излучения пульсаров и их окружения в радио-, рентгеновском и гамма-диапазонах. Наконец, для правильной интерпретации наблюдений нужно использовать современные модели излучения НЗ.

**8.1.2. Интерпретация наблюдений.** Обнаружение и интерпретация теплового излучения остывающих НЗ представляет собой трудную задачу. Как уже отмечалось, из-за компактности НЗ излучение является слабым. Его нужно отделить от окружающего фона, что особенно трудно для молодых НЗ в остатках сверхновых. Сильный фон создает нетепловое излучение синхротронных туманностей (плерионов), образующихся вокруг молодых и активных пульсаров. Фон создают и нетепловые процессы излучения рентгеновских и оптических квантов в магнитосферах радиопульсаров. Расстояния до НЗ известны плохо (часто с погрешностью до десятков процентов и выше). Следующая трудность — межзвездное поглощение, которое сильно "съедает" мягкую часть спектра НЗ (доли кэВ и ниже — до оптики), особенно для объектов, удаленных более чем на несколько сотен парсек или затененных локальными сгустками межзвездного газа. Наконец, на тепловое излучение основной части поверхности остывающего пульсара накладывается тепловое излучение более горячих ( $\sim (2-3) \times 10^6$  К) полярных шапок, подогреваемых потоком энергичных частиц из магнитосферы. Спектры обеих тепловых компонент и степенной спектр возможной нетепловой компоненты сильно перекрываются, что еще более затрудняет интерпретацию.

Из сказанного следует, что наиболее благоприятны для исследования теплового излучения радиопульсары среднего возраста  $\sim 10^4$ – $10^6$  лет. Их поверхность еще достаточно горяча,  $T_s \sim 10^5$ – $10^6$  К, чтобы быть наблюдаемой, но сами они уже недостаточно активны для поддержания вокруг себя синхротронной туманности. К указанному возрасту остаток сверхновой рассеивается, а нетепловые магнитосферные процессы ослабевают из-за замедления вращения пульсара. Все это уменьшает фон и повышает

<sup>1</sup> Более детальную информацию о действующих и планируемых к запуску рентгеновских детекторах можно найти, например, по интернетовскому адресу <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/mis-sions.html>.

шансы обнаружить излучение с поверхности НЗ. Интерес для теории остывания представляют, по-видимому, и те изолированные НЗ, которые по какой-либо причине не способны проявлять радиопульсарной активности уже с молодых лет, например, из-за слабого магнитного поля или сильного замедления своего вращения. Эти звезды должны обладать пониженным фоном нетеплового излучения, что облегчает обнаружение тепловой компоненты (см. ниже).

Наблюдатель, исследующий рентгеновское излучение остывающих НЗ, как правило, имеет довольно скудный набор данных в виде скорости счета квантов в разных спектральных каналах детектора, не превышающей, например,  $1 - 10$  отсч  $s^{-1}$  для самых ярких объектов при регистрации детектором PSPC (Position Sensitive Proportional Counter) на *ROSAT*. Для большинства же зарегистрированных *ROSAT*ом изолированных НЗ скорость счета  $\sim 10^{-3} - 10^{-2}$  отсч  $s^{-1}$ , и для накопления статистически приемлемого числа отсчетов (например,  $100 - 1000$ ) время экспозиции должно превышать десятки часов. Обработка этих данных и получение истинного спектра излучения НЗ представляет собой пример классической некорректной обратной задачи, которую можно решить только при дополнительных предположениях о спектре источника. Анализ спектра ведется путем вычисления скоростей счета в разных каналах после "пропускания" модельного спектрального потока излучения объекта через матрицу отклика детектора; далее рассчитанные значения подгоняются под наблюдаемые. Модельный поток зависит от параметров НЗ, расстояния до нее, лучевой концентрации межзвездного водорода и пр. При подгонке эти величины варьируются с целью достижения наилучшего согласия с наблюдениями (например, методом  $\chi^2$ ). Однако матрица отклика детектора обычно известна с большой долей неопределенности. Со временем ее параметры могут меняться и требуют постоянной проверки с использованием калибровочных источников на борту спутника или с помощью космических "эталонных" источников. Используемый модельный спектр может быть многокомпонентным, например, содержать вклады теплового излучения основной части поверхности пульсара, горячих полярных шапок и нетеплового излучения магнитосферы. В ходе подгонки, в принципе, можно определять все искомые величины: параметры спектра излучения НЗ (эффективную температуру, магнитное поле и химсостав поверхности), параметры спектра жесткой компоненты (температуру и размер полярных шапок), мощность и спектральный индекс нетепловой компоненты, период вращения, радиус и массу НЗ, расстояние до нее, лучевую концентрацию межзвездного газа и пр. Дополнительные ограничения на эти величины может дать аналогичная подгонка рентгеновских кривых блеска НЗ.

В полной мере такой анализ пока невозможен, главным образом, из-за низкой статистики счета фотонов и плохого спектрального разрешения детекторов. Другим препятствием является незавершенность теории магнитосферного излучения пульсаров и теории атмосфер изолированных НЗ с сильными магнитными полями. Нетепловое магнитосферное излучение обычно описывают степенным спектром с произвольным показателем, определяемым в процессе подгонки. Отсутствие нужных моделей атмосфер часто обходят тем, что тепловое излучение НЗ описывают простым чернотельным спектром. Однако реально свойства излучения, выходящего из НЗ, определяются тонкой атмосферой, температура которой растет в глубину. Спектр излучения атмосферы может заметно отличаться от планковского. На это указывают хорошо разработанные модели

атмосфер НЗ со слабым магнитным полем  $B \lesssim 10^9 - 10^{10}$  Гс [215, 216, 7] и горячих ( $T_s > 10^6$  К) атмосфер с сильным полем  $B \gtrsim 10^{11}$  Гс [6, 7]. В частности, спектры излучения слабозамагниченных НЗ, покрытых атмосферой из легких элементов (водород, гелий), оказываются более жесткими при той же эффективной температуре  $T_s$ . При типичных температурах  $T_s \sim 10^5 - 10^6$  К легкие элементы почти полностью ионизованы; главный вклад в непрозрачность вносит тормозное поглощение, которое хорошо следует закону Крамерса (непрозрачность падает с энергией квантов  $E$  по закону  $E^{-3}$ ). Это ведет к просветлению атмосферы для фотонов больших энергий, выходящих из более глубоких и горячих слоев, и к ужесточению спектра. В атмосферах, состоящих из тяжелых элементов (железо), которые труднее ионизовать, превалируют фотоэффект и связанно-связанные переходы. Это уплощает зависимость непрозрачности от частоты фотонов. Спектр излучения приближается к чернотельному с температурой, соответствующей некоторой средней глубине выхода квантов. При этом на почти планковский континуум накладываются глубокие и широкие фотоионизационные скачки и линии поглощения атомов и ионов тяжелых элементов. В отличие от чернотельного, излучение атмосфер анизотропно даже для НЗ со слабыми магнитными полями. Анизотропия зависит от энергии фотонов и химсостава; имеет место хорошо известный эффект "потемнения к краю диска". Анизотропия резко усиливается при наличии сильного магнитного поля. В этом случае ось анизотропии направлена вдоль поля и диаграмма направленности выходящего излучения может быть резко асимметрична. Учет анизотропии и гравитационного искривления траекторий фотонов вблизи поверхности НЗ [217] особенно важен при интерпретации кривых блеска.

В настоящее время для НЗ с магнитным полем  $B \gtrsim 10^{10} - 10^{11}$  Гс достаточно надежны лишь модели горячих атмосфер ( $T_s > 10^6$  К) с полной ионизацией вещества. Согласно этим моделям, спектр излучения становится мягче, чем при слабом поле, но остается заметно жестче планковского спектра. При более низких температурах плазма магнитных атмосфер становится частично ионизованной. Сильные поля кардинально искажают структуру атомов и ионов и меняют спектральную непрозрачность атмосфер. Детальный расчет непрозрачности сложен и пока не выполнен даже для простейшего случая водородной атмосферы. Магнитное поле увеличивает энергии связи электронов в атомах. Например, при  $B \sim 10^{12}$  Гс энергия связи атома водорода возрастает до  $\sim 150$  эВ. Как следствие, увеличивается концентрация нейтралей, что повышает роль фотоэффекта и связанно-связанных переходов, которые следует рассчитывать с учетом теплового движения атомов. Такие расчеты достаточно сложны, так как электрические поля, индуцируемые в системе покоя атома при его движении поперек магнитного поля, настолько сильны, что меняют структуру атомных уровней и вероятности радиационных переходов (динамический штарк-эффект, см., например, [218]). При расчетах непрозрачности такой частично ионизованной плазмы важны эффекты неидеальности и ионизации давлением. Такое вычисление проводится в настоящее время. Пока же построены лишь модели водородных и железных магнитных атмосфер без учета динамического штарк-эффекта [219, 220]. Зависимость спектра выходящего излучения от химсостава сохраняет общие тенденции, выявленные для атмосфер со слабым полем. Спектры железных атмосфер мягче и ближе к планковским, чем спектры водородных атмосфер. Учет индуцированных электрических полей, сильно уширяющих

фотоионизационные и другие спектральные особенности, позволит проверить правильность данного вывода.

В силу указанных особенностей, при интерпретации одних и тех же наблюдений "атмосферная" температура  $T_s$  получается заметно (в 1,5–3 раза) ниже "чернотельной". Если условия применимости атмосферных моделей выполняются, то спектр теплового излучения и кривые блеска НЗ лучше описываются атмосферной моделью, чем чернотельной. При атмосферной интерпретации определяемые параметры (площадь излучающей поверхности, расстояние до НЗ, лучевая концентрация межзвездного газа и т.д.), как правило, лучше согласуются с данными независимых наблюдений в других участках спектра (см., например, [221, 222]). Чернотельная интерпретация часто дает менее реалистичные значения параметров и сталкивается с трудностями при объяснении всей совокупности наблюдений.

Из-за недостаточной статистики счета фотонов и большого числа варьируемых параметров, определяемых при интерпретации наблюдений, допустимые области изменения этих параметров часто оказываются слишком широкими. Чтобы уменьшить неопределенность, некоторые параметры фиксируют (массу и радиус звезды, расстояние до нее и т.д.). Остальные параметры становятся более определенными. Это, в известной мере, иллюзорно, если не подкреплено данными независимых наблюдений (например, в других спектральных диапазонах). Так, при интерпретации рентгеновских наблюдений теплового излучения весьма полезны данные радионаблюдений нетеплового излучения пульсаров. Они дают дополнительные ограничения на расстояние по измерению параллакса, на величину межзвездного поглощения по измерениям меры дисперсии, на ориентацию оси вращения и магнитной оси пульсара по поляриметрическим измерениям, на возраст НЗ по измерениям замедления вращения пульсара, на массу звезды по измерениям параметров орбиты двойных систем с нейтронными звездами и т.д. Дополнительные ограничения могут быть получены также из оптических и гамма-наблюдений.

**8.1.3. Результаты наблюдений.** В результате более чем 30-летнего поиска теплового излучения обнаружено рентгеновское излучение или установлены верхние пределы температур поверхности нескольких десятков изолированных НЗ [223, 224]. Однако пока обнаружение тепловой компоненты можно считать уверенным лишь в отдельных случаях. Эти случаи включают четыре ближайших радиопулсара среднего возраста (Вела, Геминга, PSR 0656 + 14 и PSR 1055–52) и три достаточно молодые НЗ в остатках сверхновых (1E 1207–52 в остатке PKS 1209–51/52, RX J0002+62 около СТВ-1 и RX J0822–4300 в Puppis A), молчащих в радиодиапазоне. Все семь рентгеновских источников надежно идентифицированы; их принадлежность к изолированным НЗ подтверждена наличием периодических пульсаций (за исключением 1E 1207–52), вызванных вращением звезды, и/или большим отношением светимостей в рентгене и оптике. В таблице 3 все эти НЗ перечислены в порядке "старшинства". Для каждой звезды указаны ее характеристический возраст (определенный по измерениям замедления вращения НЗ или по морфологии остатка сверхновой), период вращения, метод интерпретации теплового спектра, и найденные этим методом эффективные температуры поверхности звезды  $T_s^\infty = T_s \sqrt{1 - (\mathcal{R}_g/\mathcal{R})}$  (раздел 7.2.3), и расстояние до источника.

Среди "атмосферных" интерпретаций, приведенных в табл. 3, наиболее надежными представляются результаты для 1E 1207–52, RX J0002+62, RX J0822–43 и пульсара

Вела. В пользу интерпретации их спектров моделями водородно-гелиевых атмосфер говорит и то, что подгонка наблюдений спектром железной атмосферы или чернотельным спектром дает худшие результаты. Пульсары Геминга и PSR 0656+14 старше и холоднее. Важный вклад в непрозрачность их атмосфер должны вносить эффекты движения нейтральных и частично ионизованных атомов попеременно сильного магнитного поля (см. [225, 226], а также раздел 8.1.2). Однако при интерпретации использованы приближенные модели атмосфер, в которых эти эффекты не учитывались. На водородный состав атмосферы Геминги указывает и возможное обнаружение протонной циклотронной линии в ее оптическом спектре [227, 213]. "Атмосферные" температуры Геминги и PSR 0656+14, вероятно, ближе к реальности, чем "чернотельные", но менее достоверны, чем для более молодых НЗ.

Сравнение температур поверхности объектов из табл. 3 с расчетами остывания НЗ будет проведено в разделе 8.2. При этом мы будем считать, что "атмосферная" и "чернотельная" интерпретации наблюдений одинаково допустимы, и проследим, какие выводы о сверхтекучести в ядрах НЗ можно сделать из имеющихся данных. В этом разделе мы остановимся на ряде других наблюдений.

Полученные верхние пределы  $T_s$  для большинства остальных объектов пока слишком велики, чтобы представлять интерес для теории остывания НЗ. Укажем лишь верхний предел температуры поверхности молодого пульсара в Крабовидной туманности. Несмотря на неоднократные попытки обнаружить тепловое излучение пульсара, этого сделать не удалось из-за мощного нетеплового излучения магнитосферы и остатка вспышки сверхновой в широком диапазоне спектра. Наиболее жесткий верхний предел  $T_s^\infty = 1,55 \times 10^6$  К получен Бекером и Ашенбахом [228] по данным *POCATa*. С учетом неопределенности в расстоянии и межзвездном поглощении этот предел не противоречит модели стандартного остывания Краба (без учета сверхтекучести в ядре НЗ), хотя для наиболее жестких уравнений состояния ядра НЗ согласие достигается лишь с большой натяжкой. Упомянем, что температуру поверхности Краба можно оценить независимо по наблюдениям релаксации вращения пульсара после глитчей. Согласно теории, эта релаксация зависит от внутренней температуры НЗ, а внутренняя температура связана с температурой поверхности. Подобные оценки достаточно неопределенны, но дают значение  $T_s^\infty \approx 1,6 \times 10^6$  К [229], согласующееся с приведенным верхним пределом.

Среди радиомолчащих компактных рентгеновских источников, помимо перечисленных в табл. 3, есть еще около десятка потенциальных кандидатов в остывающие изолированные НЗ. Для подтверждения их принадлежности к остывающим НЗ нужны дополнительные наблюдения. Два наиболее вероятных кандидата — точечные рентгеновские объекты в молодых остатках сверхновых: 1E 1841–045 в центре Kes 73 и 1E 161348–5055 в центре RCW 103. Оба объекта имеют близкие чернотельные температуры,  $T_s \sim 0,7$  и  $\sim 0,6$  кэВ. Такие температуры слишком высоки для обычных остывающих НЗ возраста остатков сверхновых  $\sim 2000$ –4000 лет [230, 231]. Однако для 1E 1841–045 указанный возраст согласуется с его динамическим возрастом, определенным по замедлению периода недавно открытых когерентных пульсаций рентгеновского излучения,  $P = 11,8$  с и  $\dot{P} = 4,73 \times 10^{-11}$  с с<sup>-1</sup> [232]. Стандартная (для радиопулсаров) оценка магнитного поля по  $P$  и  $\dot{P}$  дает огромную величину  $B \sim 10^{15}$  Гс. Оптическое и радионезлучения обоих объектов не обнаружены. Если полученные данные подтвердятся в будущих наблюдениях, то, как

показывают предварительные оценки [166], они могут быть объяснены тепловым излучением молодых остывающих НЗ со сверхсильным магнитным полем и внешней оболочкой, состоящей из легких элементов. Наличие сверхсильного поля и оболочки ведет к увеличению теплопроводности внешних слоев и, как следствие, к повышенной температуре поверхности НЗ на ранней стадии остывания. Для второго упомянутого источника 1E 161348–5055 данная гипотеза должна рассматриваться с большей осторожностью из-за недавно обнаруженного загадочного повышения светимости на несколько месяцев с увеличением рентгеновского потока на порядок при неизменном спектре [233]. Поиски пульсаций с периодом вращения НЗ для этого объекта, регулярно наблюдаемого в рентгене с 1979 г., пока не увенчались успехом.

К той же категории остывающих НЗ со сверхсильным магнитным полем (в литературе их называют "магнитары" [234]), возможно, относятся источники мягких повторяющихся гамма-всплесков (SGRs — *soft gamma repeaters*). Однако они, по-видимому, находятся на другой стадии эволюции. Все они расположены вблизи остатков сверхновых, что свидетельствует об их молодости. У двух из них, SGR 1900+14 и SGR 1806–20, совсем недавно обнаружены когерентные пульсации рентгеновского излучения с периодами 5,16 и 7,47 с [235–237]. При этом у обоих источников примерно такой же высокий индекс торможения, как у НЗ в Kes 73. Оцененные температуры поверхности источников ( $T_s \lesssim 1$  кэВ) превосходят стандартные температуры обычных остывающих НЗ их возраста ( $t \lesssim 1000 - 10000$  лет), если под возрастом понимать возраст родительских остатков сверхновых.

Следует отметить еще один класс источников. Это так называемые "аномальные рентгеновские пульсары" — рентгеновские источники с мягким тепловым спектром ( $T \lesssim 1$  кэВ [238]) и почти синусоидальной кривой блеска. Характерные периоды вариаций блеска составляют около десяти секунд. Величина пульсирующей компоненты излучения аномально мала и более типична для теплового излучения с поверхности остывающей НЗ, чем для рентгеновского пульсара. Не исключено, что хотя бы часть этих объектов также входит в семью остывающих НЗ-магнитаров. Для них не найдено звезд-компаньонов и аккреционных дисков — поставщиков аккреционного вещества для рентгеновских пульсаров. Мощное электродинамическое торможение вращающейся НЗ со сверхсильным магнитным полем естественным образом объясняет быстрое замедление вращения, а увеличение теплопроводности внешних слоев обеспечивает достаточно высокую температуру поверхности. На молодость некоторых аномальных пульсаров указывает совпадение их положений с остатками сверхновых. Они также молчат в радиодиапазоне.

Наконец, отметим еще две молчаливые в радиодиапазоне изолированные НЗ. Они обнаружены недавно; сначала — как яркие точечные источники мягкого теплового рентгеновского излучения в обзорных наблюдениях *POCATa*, а позже — как слабые оптические объекты в специально запланированных наблюдениях на наземном телескопе им. Кека и орбитальном телескопе им. Хаббла. Эти звезды не связаны с остатками сверхновых.

Одна из них, RX J1856.5–3754 [239, 240], имеет "чернотельную" температуру поверхности  $(8,5 \pm 1,4) \times 10^5$  К [241] (при принятых значениях  $R = 10$  км и  $M = 1,4M_\odot$ ) и находится на расстоянии  $D \lesssim 130$  пк. Потоки излучения в оптических фильтрах F606W (6000 Å) и F300W (3000 Å), измеренные на телескопе им. Хаббла, составляют соответственно 25,9 и 23,48 звездной величины [240]. Это согла-

суется с гипотезой о тепловой природе спектра в диапазоне от оптики до рентгена. Верхний предел на пульсирующую компоненту излучения достаточно высок (около 15%). Дальнейшее накопление статистики фотонов позволит продолжить поиск периодических пульсаций. С другой стороны, наблюдаемое тепловое излучение можно объяснить аккрецией межзвездного газа на остывшую НЗ со слабым магнитным полем, медленно движущуюся сквозь межзвездную среду [240, 242]. Для выбора между двумя гипотезами необходимы измерения параллакса и собственного движения объекта.

Другая НЗ, RX J0720.4–3125, несколько горячее ("чернотельная" температура поверхности составляет  $79 \pm 4$  эВ). Ее рентгеновский поток пульсирует с периодом 8,39 с и глубиной модуляции  $\sim 12\%$  [243]. Имеются не очень надежные указания на замедление периода,  $\dot{P} \sim 10^{-11} - 10^{-12}$  с с $^{-1}$ . Оптические наблюдения на телескопе им. Кека позволили обнаружить объект, отождествляемый с этим источником. Регистрируемые потоки составляют  $26,6 \pm 0,2$  и  $26,9 \pm 0,3$  звездной величины в фильтрах В и R соответственно [244]. При расстоянии до источника  $D \lesssim 100$  пк слабость оптического излучения свидетельствует в пользу изолированности данной НЗ. Можно предположить, что мы имеем дело либо с остывающей НЗ-магнитаром, либо со старой НЗ, обладающей слабым магнитным полем и аккрецирующей вещество из межзвездной среды. Выбрать правильную гипотезу можно лишь на основании будущих наблюдений.

Упомянем еще две радиомолчаливые НЗ — RX J0806.4–4123 [245] и 1RX J130848.6+212708 [246], обнаруженные в самое последнее время в обзорных наблюдениях *POCATa* и очень похожие на две предыдущие. Их возможная принадлежность к остывающим НЗ обсуждается в [247], однако имеющихся наблюдений пока недостаточно для окончательных выводов.

## 8.2. Теория и наблюдения остывающих нейтронных звезд

### 8.2.1. Необходимость сверхтекучести для интерпретации наблюдений.

Цель данного раздела — сопоставить теорию остывания НЗ со сверхтекучими ядрами (раздел 7.2) с наблюдениями (раздел 8.1). В таблице 3 приведены данные о температурах поверхности семи изолированных НЗ. На рисунке 20 эти данные (показаны кружками) сопоставлены с кривыми остывания (раздел 7.2). Наклонной и горизонтальной штриховками отмечены области поверхностной температуры  $T_s^\infty(t)$ , в которых могут располагаться кривые стандартного и ускоренного остывания рассмотренных моделей НЗ при варьировании  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  от  $10^6$  до  $10^{10}$  К. Остывание несверхтекучих НЗ показано короткими штрихами.

Видно, что "несверхтекучие" кривые остывания плохо согласуются с наблюдениями. В то же время наблюдения можно объяснить, если допустить наличие сверхтекучести в ядрах НЗ. Сказанное проиллюстрировано на примере кривой стандартного остывания (сплошная линия). Значения  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  подобраны так, чтобы кривая описывала наблюдения максимального количества НЗ одновременно.

Согласно рис. 20, все "атмосферные" температуры, а также "чернотельные" температуры RX J0002+62, PSR 0656+14 и Геминги ложатся в разрешенные области стандартного и ускоренного остывания сверхтекучих НЗ. Таким образом, наши расчеты остывания можно сравнивать и с "атмосферными", и с "чернотельными" значениями  $T_s$  этих источников.

Таблица 3. Наблюдательные данные

Источник	$\lg t$ , годы	$P$ , мс	Модель *	$\lg T_s^\infty$ , К	Доверительный интервал $T_s^\infty$ , % **	Расстояние, кпк	Литература
RX J0822–43	3,57	75	H	6,23 <sup>+0,02</sup> <sub>–0,02</sub>	95,5%	1,9–2,5	[252]
			bb	6,61 <sup>+0,05</sup> <sub>–0,05</sub>	95,5%	2,5–3,5	[252]
1E 1207–52	3,85	—	H	6,10 <sup>+0,05</sup> <sub>–0,06</sub>	90%	1,6–3,3	[222]
			bb	6,49 <sup>+0,02</sup> <sub>–0,01</sub>	90%	11–13	[222]
RX J0002+62	3,95 ***	242 ****	H	6,03 <sup>+0,03</sup> <sub>–0,03</sub>	95,5%	2,7–3,5	[251]
			bb	6,18 <sup>+0,18</sup> <sub>–0,18</sub>	95,5%	3,1 ± 0,4	[251]
PSR 0833–45 (Вела)	4,4 *****	89	H	5,90 <sup>+0,04</sup> <sub>–0,01</sub>	90%	0,4 ± 0,12	[221]
			bb	6,24 <sup>+0,03</sup> <sub>–0,03</sub>	—	0,5	[253]
PSR 0656+14	5,00	385	H	5,72 <sup>+0,04</sup> <sub>–0,02</sub>	—	0,28 <sup>+0,06</sup> <sub>–0,05</sub>	[254]
			bb	5,96 <sup>+0,02</sup> <sub>–0,03</sub>	90%	0,76	[255]
RSR 0630+178 (Геминга)	5,53	237	H	5,25 <sup>+0,08</sup> <sub>–0,01</sub>	90%	0,008–0,022	[256]
			bb	5,75 <sup>+0,05</sup> <sub>–0,08</sub>	90%	0,16	[257]
PSR 1055–52	5,73	197	bb	5,88 <sup>+0,03</sup> <sub>–0,04</sub>	—	0,9	[253]

\* H — наблюдения интерпретируются с помощью моделей водородной атмосферы, bb — с помощью "чернотельного" спектра.  
\*\* Доверительный интервал температур  $T_s^\infty$  (95,5% отвечает интервалу  $2\sigma$ , а 90% — интервалу  $1,64\sigma$ ); прочерк означает, что доверительный интервал авторами интерпретации не указан.  
\*\*\* Средняя оценка возраста по результатам [248].  
\*\*\*\* Согласно [249].  
\*\*\*\*\* Согласно [250].

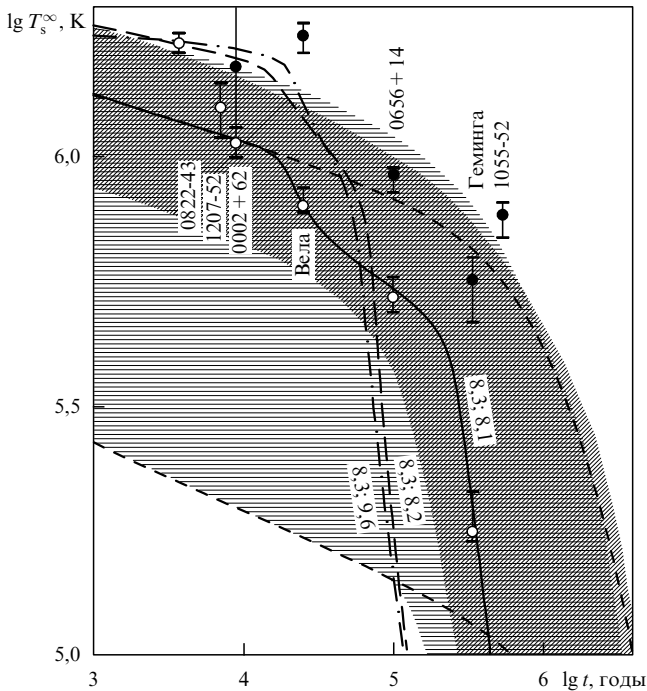
Высокие "чернотельные" температуры поверхности RX J0822–43, 1E 1207–52 (не показаны на рис. 20, но даны в табл. 3), Вела и PSR 1055–52 не описываются в рамках наших моделей, но могут быть объяснены другими моделями остывающих НЗ, в том числе со сверхтекучим ядром. Так, наблюдения Велы удовлетворяют стандартному остыванию сверхтекучей ( $T_{\text{сн}} = 10^7$  К,  $T_{\text{ср}} = 10^{10}$  К) НЗ с внешней оболочкой массы  $\sim 10^{-9} M_\odot$  из легких элементов [173]. Высокие "чернотельные" температуры RX J0822–43, 1E 1207–52 и PSR 1055–52 могут указывать на наличие у этих пульсаров дополнительного внутреннего подогрева (раздел 8.1) или сверхсильного ( $B \gtrsim 10^{14}$  Гс) магнитного поля (см., например, [166]). Наконец, нельзя исключить некорректность "чернотельной" интерпретации спектров (раздел 8.1.2).

**8.2.2. Сравнение расчетов с наблюдениями.** В заключение покажем, при каких критических температурах нуклонов  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  в ядрах НЗ расчеты остывания, представленные в разделе 7.2, удовлетворяют наблюдениям теплового излучения НЗ (см. табл. 3). Как видно из рис. 20, при учете сверхтекучести нуклонов можно объяснить большинство наблюдений моделями НЗ как со стандартным, так и с ускоренным остыванием. Среди этих наблюдений имеются шесть "атмосферных" интерпретаций (RX J0822–43, 1E 1207–52, RX J0002+62, Вела, PSR 0656+14, Геминга) и

три "чернотельных" (RX J0002+62, PSR 0656+14, Геминга).

Мы допустим, что атмосферы НЗ могут состоять из легких элементов, поверхностная плотность которых недостаточна (раздел 7.2), чтобы влиять на остывание. В этом случае мы можем использовать описанные выше расчеты остывания и пользоваться как "чернотельной", так и "атмосферной" интерпретациями спектров теплового излучения. Хотя значения  $M$ ,  $\mathcal{R}$  и, следовательно, гравитационное красное смещение в наших моделях НЗ (раздел 7.2.2) несколько отличаются от тех, которые получены (или приняты) при интерпретации наблюдений, температуры  $T_s^\infty$  из табл. 3 и рис. 20 можно сопоставлять с нашими расчетами остывания. Для этого имеется ряд причин. Во-первых, наши расчеты слабо чувствительны к изменению массы или радиуса НЗ (см. ниже раздел 8.3). Во-вторых, доверительные интервалы  $M$  и  $R$ , получаемые при интерпретации наблюдений, как правило, включают используемые нами значения.

Для простоты предположим, что внутреннее строение указанных НЗ одинаково и, в частности, звезды имеют одинаковую массу. Тогда и критические температуры нуклонов в их ядрах одинаковы. Проанализируем области допустимых значений  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$ , которые не противоречат наблюдениям. Привлечение наблюдений нескольких НЗ значительно сужает эти области.



**Рис. 20.** Наблюдательные данные о температурах поверхности НЗ, полученные (см. табл. 3) в модели "чернотельного" излучения (темные кружки) или водородной атмосферы (светлые кружки). Заштрихованы области  $T_s^\infty$ , которые заполняют кривые стандартного (наклонная штриховка) и ускоренного (горизонтальная штриховка) остывания НЗ с массами  $1,30 M_\odot$  и  $M = 1,48 M_\odot$  при варьировании  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$ . Сплошная кривая — стандартное остывание ( $1,30 M_\odot$ ) при определенных значениях  $\lg T_{\text{сн}}$ ,  $\lg T_{\text{ср}}$  (числа у кривой). Короткие штрихи — стандартное (верхняя кривая) и ускоренное (нижняя кривая) остывание несверхтекучей НЗ. Штрихами и штрихпунктиром показано, соответственно, стандартное и ускоренное остывание НЗ, имеющей оболочку из легких элементов с массой  $7 \times 10^{-10} M_\odot$  (см. раздел 8.2.1).

Искомые области приведены на рис. 21–23. Рисунок 21 отвечает стандартному и ускоренному остыванию НЗ (с массами  $1,30 M_\odot$  и  $1,48 M_\odot$ ) с "чернотельным" спектром. Рисунок 22 соответствует ускоренному остыванию НЗ ( $1,48 M_\odot$ ), имеющей водородную атмосферу. Наконец, стандартное остывание НЗ ( $1,30 M_\odot$ ) с водородной атмосферой изображено на рис. 23. Линии разного типа на каждом рисунке ограничивают области значений  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$ , которые приводят к наблюдаемым температурам поверхности звезд  $T_s^\infty$  (см. табл. 3). Соответствие линий конкретным НЗ показано на рис. 21. Для пульсаров PSR 0656 + 14 и Геминга изотермы взяты из рис. 16–19. На каждом рисунке реально возможные значения  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  должны лежать на пересечении допустимых областей для всех объектов.

Рисунки 21–23 показывают, что наблюдения нескольких НЗ можно объяснить как стандартным, так и ускоренным остыванием при "чернотельной" и "атмосферной" подгонках наблюдаемых спектров. Во всех случаях имеются близкие или общие для всех НЗ значения  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$ , которые не противоречат микроскопическим теориям сверхтекучести нуклонов в НЗ (раздел 3.1).

Согласно рисунку 21, при ускоренном остывании и "чернотельной" интерпретации излучения можно указать две подобласти значений  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$ , одновременно описывающие остывание трех объектов. Одна подобласть отвечает умеренной сверхтекучести нейтронов ( $\lg T_{\text{сн}} \approx 8,1$ ) и

сильной сверхтекучести протонов ( $9,6 \lesssim \lg T_{\text{ср}} \lesssim 9,8$ ); другая, более обширная подобласть, — сильной сверхтекучести нейтронов ( $9,75 \lesssim \lg T_{\text{сн}} \lesssim 10,0$ ) и умеренно-слабой сверхтекучести протонов ( $\lg T_{\text{ср}} < 8,3$ ). При стандартном остывании НЗ с чернотельным спектром (правая часть рис. 21) также имеются две общие подобласти  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  для трех НЗ, но несколько иные. Первая отвечает умеренной сверхтекучести  $n$  ( $8,0 \lesssim \lg T_{\text{сн}} \lesssim 8,2$ ) и умеренно-сильной сверхтекучести  $p$  ( $8,7 \lesssim \lg T_{\text{ср}} \lesssim 9,1$ ), а вторая — сильной сверхтекучести  $n$  ( $\lg T_{\text{сн}} > 9,3$ ) и умеренно-слабой сверхтекучести  $p$  ( $8,1 < \lg T_{\text{ср}} < 8,3$ ).

При ускоренном остывании и атмосферной интерпретации спектров (см. рис. 22) имеется лишь одна подобласть близких допустимых значений  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  для пяти НЗ (затемненный прямоугольник в правой половине рисунка). Она соответствует умеренной сверхтекучести  $n$  ( $8,2 \lesssim \lg T_{\text{сн}} \lesssim 8,35$ ) и сильной сверхтекучести  $p$  ( $9,45 \lesssim \lg T_{\text{ср}} \lesssim 9,65$ ). Такая сверхтекучесть ( $\lg T_{\text{сн}} = 8,3$ ,  $\lg T_{\text{ср}} = 9,6$ ) позволяет описать и шестой объект из "атмосферного" набора (RX J0822–43), если предположить наличие у этого объекта теплоизолирующей оболочки из легких элементов с массой  $7 \times 10^{-10} M_\odot$  (см. рис. 20). Однако и в отсутствие оболочки допустимые значения  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  для этого объекта лежат близко от общей подобласти.

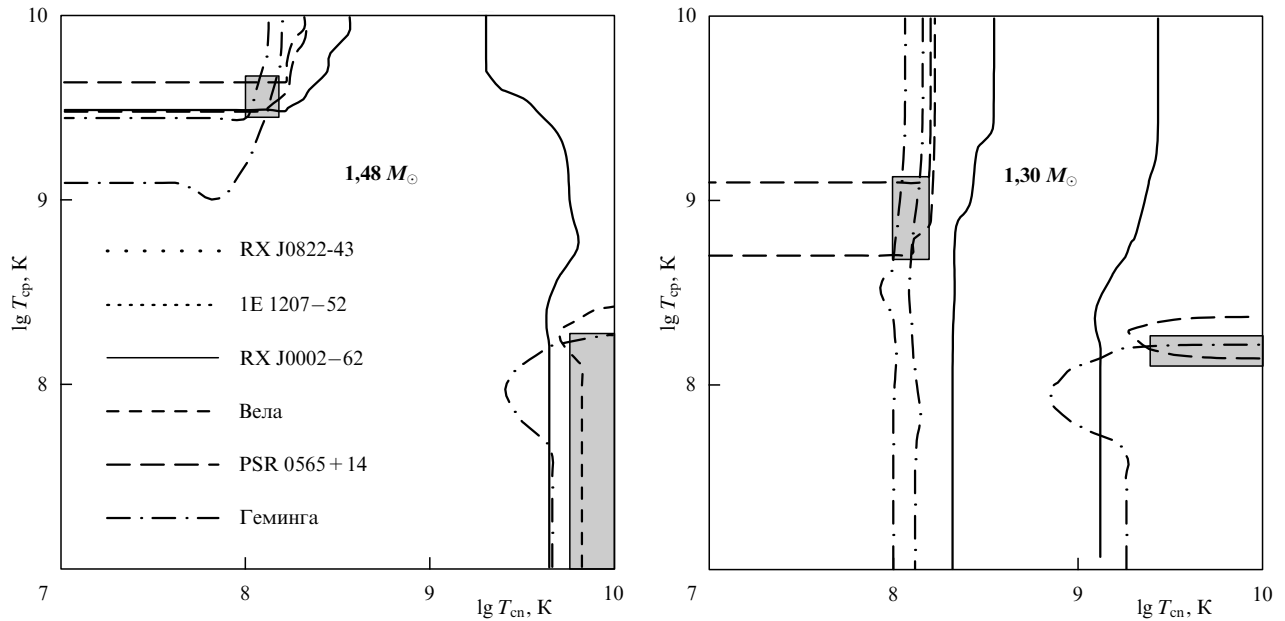
Наконец, при стандартном остывании и "атмосферном" спектре (см. рис. 23) имеется одна подобласть, в которой значения критических температур для пяти НЗ совпадают; она отвечает умеренно-сильной сверхтекучести  $n$  и  $p$  ( $8,25 \lesssim \lg T_{\text{сн}} \lesssim 8,35$ ;  $8,0 \lesssim \lg T_{\text{ср}} \lesssim 8,4$ ; затемненный прямоугольник). Наблюдения RX J0822–43 тоже можно объяснить наличием такой сверхтекучести ( $\lg T_{\text{сн}} = 8,3$ ,  $\lg T_{\text{ср}} = 8,2$ ), если допустить, что у объекта имеется оболочка из легких элементов с массой  $7 \times 10^{-10} M_\odot$  (см. рис. 20). В отсутствие оболочки допустимые значения  $T_{\text{сн}}$ ,  $T_{\text{ср}}$  лежат в стороне от общей подобласти, так как "атмосферные" значения  $T_s^\infty$  для этого объекта лишь граничат с областью, в которой могут располагаться кривые остывания наших моделей сверхтекучих НЗ.

### 8.3. Выводы

Из результатов раздела 8.2 следует, что в рамках принятых моделей НЗ большинство наблюдений НЗ можно объяснить как стандартным, так и ускоренным остыванием при "чернотельной" и "атмосферной" подгонках наблюдаемых спектров. Во всех случаях имеются близкие или общие для всех НЗ значения  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$ , которые не противоречат имеющимся микроскопическим теориям (раздел 3.1), но зависят от типа остывания и интерпретации теплового излучения НЗ.

На наш взгляд, наличие общих для нескольких НЗ значений критических температур достаточно неожиданно. Заранее можно было бы ожидать лишь попарного пересечения допустимых областей  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  для отдельных НЗ. Это тем более удивительно, если учесть упрощенность нашей модели НЗ. Было бы интересно подтвердить (или опровергнуть) эти результаты с помощью более совершенных моделей остывания и на большем числе объектов.

Мы убедились, что результаты наших расчетов не меняются при варьировании массы НЗ  $M$  до тех пор, пока  $M$  не переходит порогового значения  $M_{\text{кр}} = 1,442 M_\odot$  (включения прямого урка-процесса). Этот факт является следствием основного упрощения наших моделей — постоянства критических температур по ядру НЗ. Так, кривые стандартного остывания НЗ с массами, меньшими  $M_{\text{кр}}$ , практически совпадают (см., например, рис. 2). Так же



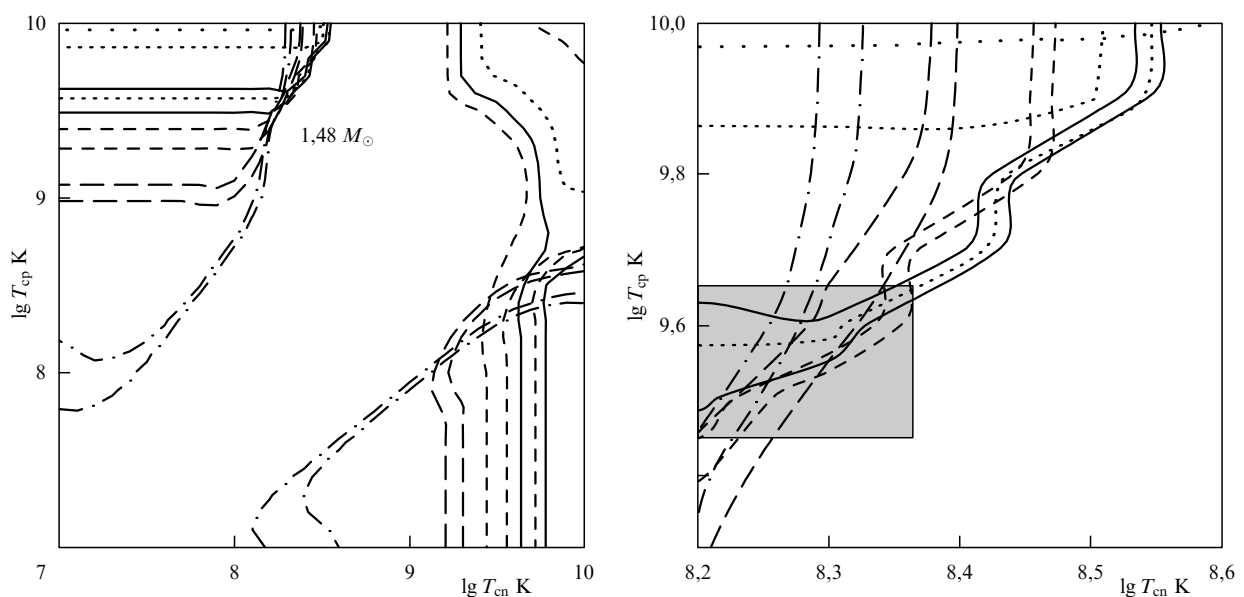
**Рис. 21.** Области значений  $T_{cn}$  и  $T_{cp}$ , при которых расчеты ускоренного (слева) и стандартного (справа) остывания НЗ удовлетворяют наблюдениям (см. табл. 3 и рис. 20) теплового излучения пульсаров RX J0002+62, PSR 0565+14 и Геминга при "чернотельной" интерпретации их спектров.

ведут себя кривые ускоренного остывания НЗ (с массами  $M \gtrsim M_{cr}$ ), если в их ядрах имеется умеренная или сильная сверхтекучесть  $n$  или  $p$  с  $T_c \gtrsim 10^8$  К (именно такой сверхтекучести отвечают найденные нами общие области допустимых значений  $T_{cn}$  и  $T_{cp}$ ).

В наших расчетах возраст НЗ  $t$  считался известным (раздел 8.1.3), а области допустимых значений  $T_{cn}$  и  $T_{cp}$  для каждой звезды определялись доверительным интервалом температур поверхности  $T_s$ , полученным из наблюдений. Введение доверительных интервалов  $\Delta t$  взамен фиксированных значений  $t$  привело бы к дополнительному

уширению областей допустимых значений  $T_{cn}$  и  $T_{cp}$  для каждой НЗ и к небольшому уширению общих областей  $T_{cn}$  и  $T_{cp}$ . Упомянем, что характеристический возраст PSR 0565+14, Геминга, PSR1055-52 определен с точностью до множителя  $\sim 3$ . Неопределенность возраста более молодых НЗ больше, что, однако, не должно привести к более сильному уширению областей  $T_{cn}$  и  $T_{cp}$  из-за пологого хода кривых остывания при  $t = 10^3 - 10^4$  лет (см. рис. 20).

Согласно нашим расчетам, при "чернотельной" интерпретации теплового излучения НЗ в их ядрах возможна



**Рис. 22.** То же, что на рис. 21, но для ускоренного остывания и "атмосферной" интерпретации (см. табл. 3) спектров теплового излучения RX J0822-43, 1E 1207-52, RX J0002+62, Велы, PSR 0565+14 и Геминга. Справа в увеличенном виде показана область (темный прямоугольник), в которой допустимые значения  $T_{cn}$  и  $T_{cp}$  для последних пяти объектов близки или пересекаются.



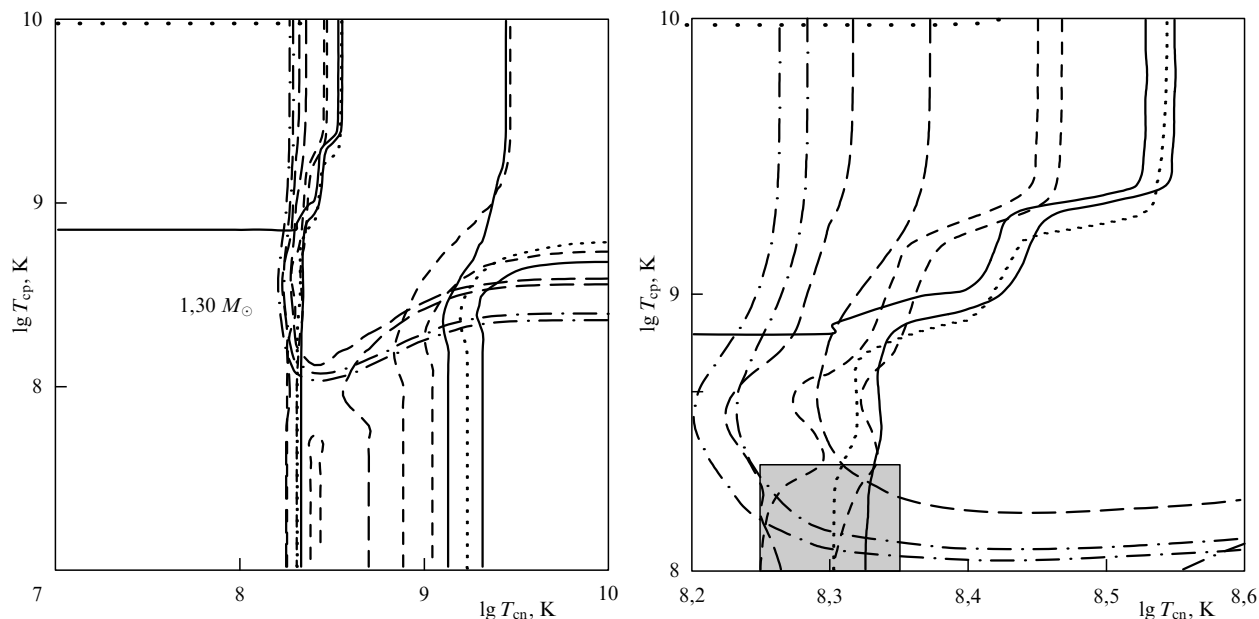


Рис. 23. То же, что на рис. 22, но для стандартного остывания.

сильная сверхтекучесть нейтронов с  $T_{\text{сн}} \approx 10^{9,7} - 10^{10,0}$  К в присутствии слабой сверхтекучести протонов. Этот вывод качественно согласуется с выводами Пажа [124]. Возможна также и сильная сверхтекучесть протонов при умеренной сверхтекучести нейтронов. Поэтому допустимы случаи, когда одна сверхтекучесть (n или p) заметно сильнее другой. И при "чернотельной", и при "атмосферной" подгонках наблюдений наибольший контраст  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  получается при остывании НЗ с включенным прямым урка-процессом. Отметим, что подобная сверхтекучесть предсказывается расчетами Такацуки и Тамагаки [92].

Ни в одном случае для объяснения наблюдений не требуется сильной сверхтекучести n и p одновременно. Это указывает на то, что уравнение состояния ядер НЗ не может быть слишком мягким (мягкость означала бы слабое отталкивание нуклонов на малых расстояниях и вызывала бы особенно сильное спаривание; раздел 3.1).

Наконец, отметим, что наши расчеты можно согласовать с наблюдениями, варьируя лишь один параметр —  $T_{\text{ср}}$ , если допустить наличие сверхтекучести нейтронов с  $T_{\text{сн}} \approx 10^{8,1} - 10^{8,3}$  К. При стандартном остывании температура  $T_{\text{ср}}$  должна принимать умеренные значения  $10^{8,0} - 10^{9,0}$  К, а при ускоренном — высокие  $10^{9,45} - 10^{9,65}$  К.

## 9. Заключение

Мы описали один из немногих методов исследования фундаментальных свойств вещества с плотностью порядка ядерной плотности или в несколько раз выше. Метод основан на теоретических расчетах остывания нейтронных звезд и сравнении теории с наблюдениями теплового излучения изолированных остывающих нейтронных звезд.

Мы описали все основные элементы теории остывания нейтронных звезд со стандартным ядерным составом: теплоемкость звезды (раздел 3), нейтринное охлаждение (разделы 4–6), связь внутренней температуры звезды с температурой поверхности (раздел 7.2.1). Тем не менее мы не ставили своей целью детальное обсуждение всех проблем остывания, а главное внимание уделили относительно новому направлению теории, которое стало разви-

ваться лишь недавно после замечательной работы Пажа и Эплгейта [5]. Эти авторы первыми заметили, что остывание нейтронных звезд может быть очень чувствительно к сверхтекучести нейтронов и протонов в их ядрах. Температуры возникновения сверхтекучести нуклонов, в свою очередь, чувствительны к уравнению состояния сверхплотного вещества. Тем самым появилась принципиальная возможность исследовать сверхтекучесть нуклонов, а вслед за ней и уравнение состояния ядер нейтронных звезд.

Эффекты сверхтекучести включались в расчеты остывания и до работы [5]. Однако им не придавали особого внимания; систематический анализ влияния сверхтекучести на нейтринную светимость и теплоемкость отсутствовал, и это влияние описывалось с помощью достаточно приближенных формул (раздел 7.1). Мы постарались восполнить этот пробел и привели результаты детальных расчетов теплоемкости и скоростей нейтринных реакций в сверхтекучем веществе в рамках теории Бардина–Купера–Шриффера (разделы 3–6). Рассмотрение выполнено в едином ключе. Основная часть результатов представлена в виде простых аппроксимационных формул, удобных для приложений. Тем самым мы представили достаточно полно разработанный математический аппарат, позволяющий включать эффекты сверхтекучести в расчеты остывания нейтронных звезд. Этот аппарат нетрудно распространить на модели нейтронных звезд со сверхтекучими гиперонами.

Для иллюстрации мы привели (раздел 7.2) результаты расчетов остывания нейтронных звезд, в ядрах которых имеется сверхтекучесть нейтронов и протонов. Для простоты критические температуры  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  считались постоянными по ядру звезды. Мы проанализировали влияние сверхтекучести на ускоренное и стандартное остывание и показали, что это влияние действительно является определяющим. Если стандартное остывание нейтронных звезд умеренного возраста ( $10^2 - 10^5$  лет) с несверхтекучим ядром происходит гораздо медленнее, чем остывание, ускоренное прямым урка-процессом, то при наличии сверхтекучести это совсем не так. В целом, сверхтекучесть нуклонов сильно сглаживает различие между стандартным и ускоренным

остыванием. Это, в принципе, позволяет объяснить основную часть имеющихся наблюдательных данных стандартным остыванием звезд со сверхтекучими ядрами. С другой стороны, это обстоятельство опровергает широко распространенное мнение, что прямой урка-процесс вызывает сильное охлаждение звезды.

Результаты расчетов остывания мы сравнили (раздел 8.2) с имеющимися наблюдениями теплового излучения нейтронных звезд. Почти во всех случаях (при различных способах определения температуры поверхности по наблюдательным данным) наблюдениям можно удовлетворить в моделях стандартного или ускоренного остывания нейтронной звезды со сверхтекучим ядром. Важно, что требуемые для этого значения критических температур  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  не противоречат значениям, предсказываемым различными микроскопическими теориями сверхтекучести нуклонов в сверхплотном веществе (раздел 3.1). Однако полученные результаты носят предварительный характер и не позволяют надежно определить свойства сверхтекучести и уравнение состояния в ядрах нейтронных звезд. Для нахождения более строгих ограничений требуются более детальные расчеты остывания с учетом зависимости  $T_{\text{сн}}$  и  $T_{\text{ср}}$  от плотности  $\rho$  в ядре звезды. Было бы крайне желательно согласовать уравнения состояния вещества, используемые в расчетах остывания, со значениями критических температур. Для этого необходим представительный набор уравнений состояния вещества сверхъядерной плотности (от мягкого до жесткого), дополненный значениями  $T_{\text{сн}}(\rho)$  и  $T_{\text{ср}}(\rho)$ , вычисленными на основе тех же микроскопических моделей. Это позволило бы построить набор более реалистических кривых остывания и тем самым улучшить "градуировку" нейтронных звезд как естественных термометров сверхтекучести в их ядрах. Сравнив теорию с наблюдениями, можно было бы сильно ограничить класс допустимых уравнений состояния. К сожалению, совместных микроскопических расчетов уравнений состояния и сверхтекучих щелей почти нет. С другой стороны, температура поверхности нейтронных звезд пока еще определяется из наблюдений достаточно неоднозначно.

Можно надеяться, что после появления самосогласованных расчетов уравнений состояния и сверхтекучих щелей и после запуска орбитальных обсерваторий нового поколения (AXAF, XMM, ASTRO-E, SXC), способных значительно повысить надежность наблюдательных данных о температурах поверхности нейтронных звезд, данный метод позволит существенно продвинуться в понимании природы вещества сверхъядерной плотности.

Мы благодарны Д.А. Байко, В.Г. Бесчастнову, Д.Н. Воскресенскому, В.Е. Завлину, А.Б. Копцевичу, Г.Г. Павлову, М.Г. Урину и П. Хэнселю за обсуждение вопросов, вошедших в данный обзор. Мы особенно признательны А.Д. Каминкеру и А.Ю. Потехину, прочитавшим рукопись обзора и сделавшим полезные замечания. Обзор отчасти основан на курсе лекций "Белые карлики и нейтронные звезды", прочитанных одним из авторов (Д.Г. Яковлевым) для студентов 6-го курса специальности "Космические исследования" С.-Петербургского государственного технического университета.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 99-02-18099) и ИНТАС (проект 96-0542).

## Список литературы

- Шапиро С Л, Тьюколски С А *Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды* Т. 1, 2 (М.: Мир, 1985)

- Имшенник В С, Надежин Д К, в кн. *Вспышки на звездах (сверхновые, рентгеновские источники, Солнце)* Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, Т. 21 (Под ред. Р А Сюняева) (М.: ВИНТИ, 1982) с. 63
- Lewin W H G, Van Paradijs J, Van den Huevel E P G (Eds) *X-ray Binaries* (Cambridge: Cambridge University Press, 1995)
- Pines D, in *Neutron Stars: Theory and observation* (Eds J Ventura, D Pines) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1991) p. 57
- Page D, Applegate J H *Astrophys. J. Lett.* **394** L17 (1992)
- Pavlov G G et al., in *The Lives of the Neutron Stars* (Eds M A Alpar, Ü Kiziloğlu, J van Paradijs) (Dordrecht: Kluwer, 1995) p. 71
- Pavlov G G, Zavlin V E, in *Neutron Stars and Pulsars* (Eds N Shibasaki et al.) (Tokyo: Universal Academy Press, 1998) p. 327
- Haensel P, Pichon B *Astron. Astrophys.* **283** 313 (1994)
- Negele J W, Vautherin D *Nucl. Phys. A* **207** 298 (1973)
- Pethick C J, Ravenhall D G *Ann. Rev. Nucl. Particle Sci.* **45** 429 (1995)
- Lorenz C P, Ravenhall D G, Pethick C J *Phys. Rev. Lett.* **70** 379 (1993)
- Friman B L, Maxwell O V *Astrophys. J.* **232** 541 (1979)
- Botermans W, Malfliet R *Phys. Rep.* **198** 115 (1990)
- Baym G, Pethick C J *Landau Fermi-Liquid Theory* (New York: Wiley, 1991)
- Pandharipande V R *Nucl. Phys. A* **174** 641 (1971)
- Reid R V *Ann. Phys.* **50** 411 (1968)
- Pandharipande V R, Smith R A *Phys. Lett. B* **59** 15 (1975)
- Ruderman M *Astrophys. J.* **366** 261 (1991)
- Lattimer J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2701 (1991)
- Prakash M et al. *Astrophys. J. Lett.* **390** L77 (1992)
- Pethick C J *Rev. Mod. Phys.* **64** 1133 (1992)
- Bahcall J N, Wolf R A *Phys. Rev.* **140** 1445 (1965)
- Bahcall J N, Wolf R A *Phys. Rev.* **140** 1452 (1965)
- Мигдал А Б *УФН* **105** 781 (1971)
- Sawyer R F *Phys. Rev. Lett.* **29** 382 (1972)
- Scalapino D J *Phys. Rev. Lett.* **29** 386 (1972)
- Maxwell O V et al. *Astrophys. J.* **216** 77 (1977)
- Muto T, Tatsumi T *Prog. Theor. Phys.* **79** 461 (1988)
- Haensel P *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **91** 268 (1987)
- Schaab Ch et al. *Nucl. Phys. A* **605** 531 (1996)
- Iwamoto N *Phys. Rev. Lett.* **44** 1637 (1980)
- Burrows A *Phys. Rev. Lett.* **44** 1640 (1980)
- Schaab Ch et al. *Astrophys. J. Lett.* **480** L111 (1997)
- Kaplan D B, Nelson A E *Phys. Lett. B* **175** 57 (1986); erratum: **179** 409 (1986)
- Nelson A E, Kaplan D B *Phys. Lett. B* **192** 193 (1987)
- Brown G E et al. *Phys. Rev. D* **37** 2042 (1988)
- Pandharipande V R, Pethick C, Thorsson V *Phys. Rev. Lett.* **75** 4567 (1995)
- Черепашук А М *УФН* **166** 809 (1996)
- Имшенник В С, Надежин Д К *УФН* **156** 561 (1988)
- Soyeur M, Brown G E *Nucl. Phys. A* **324** 464 (1979)
- Itoh N et al. *Astrophys. J.* **285** 304 (1984)
- Pethick C J, Thorsson V *Phys. Rev. Lett.* **72** 1964 (1994)
- Itoh N et al. *Astrophys. J. Suppl.* **102** 411 (1996)
- Kaminker A D, Yakovlev D G, Haensel P *Astron. Astrophys.* **325** 391 (1997)
- Kaminker A D et al. *Astron. Astrophys.* **343** 1009 (1999)
- Chiu H-Y, Salpeter E E *Phys. Rev. Lett.* **12** 413 (1964)
- Boguta J *Phys. Lett. B* **106** 255 (1981)
- Воскресенский Д Н, Сенаторов А В *Письма в ЖЭТФ* **40** 395 (1984)
- Воскресенский Д Н, Сенаторов А В *ЖЭТФ* **90** 1505 (1986)
- Schaab Ch et al. *Astron. Astrophys.* **321** 591 (1997)
- Flowers E G, Ruderman M, Sutherland P G *Astrophys. J.* **205** 541 (1976)
- Воскресенский Д Н, Сенаторов А В *Ядерная физ.* **45** 657 (1987)
- Page D, in *The Many Faces of Neutron Stars* (Eds R Buccheri, J van Paradijs, M A Alpar) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998) p. 538
- Levenfish K P, Shibanov Yu A, Yakovlev D G *Phys. Scripta T* **77** 79 (1998)
- Yakovlev D G, Kaminker A D, Levenfish K P, in *Neutron Stars and Pulsars* (Eds N Shibasaki et al.) (Tokyo: Universal Academy Press, 1998) p. 195
- Yakovlev D G, Kaminker A D, Levenfish K P *Astron. Astrophys.* **343** 650 (1999)

57. Лебенфиш К П, Шибанов Ю А, Яковлев Д Г *Письма в Астрон. журн.* **25** 491 (1999)
58. Thorne K S *Astrophys. J.* **212** 825 (1977)
59. Haensel P *Acta Phys. Pol. B* **25** 373 (1994)
60. Nomoto K, Tsuruta S *Astrophys. J.* **312** 711 (1987)
61. Lattimer J M et al. *Astrophys. J.* **425** 802 (1994)
62. Gudmundsson E H, Pethick C J, Epstein R I *Astrophys. J.* **272** 286 (1983)
63. Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
64. Bohr A, Mottelson B R, Pines D *Phys. Rev.* **110** 936 (1958)
65. Migdal A B *Nucl. Phys.* **13** 655 (1959)
66. Cooper L N, Mills R L, Sessler A M *Phys. Rev.* **114** 1377 (1959)
67. Chen J M et al. *Nucl. Phys. A* **555** 59 (1993)
68. Ishihara T et al. *Prog. Theor. Phys.* **30** 601 (1963)
69. Henley E M, Wilets L *Phys. Rev. B* **133** 1118 (1964)
70. Kennedy R, Wilets L, Henley E M *Phys. Rev. B* **133** 1131 (1964)
71. Kennedy R C *Nucl. Phys. A* **118** 189 (1968)
72. Tamagaki R *Prog. Theor. Phys.* **39** 91 (1968)
73. Anderson P W, Morel P *Phys. Rev.* **123** 1911 (1961)
74. Balian R, Werthamer N R *Phys. Rev.* **131** 1553 (1963)
75. Гинзбург В Л, Киржниц Д А *ЖЭТФ* **47** 2006 (1964)
76. Wolf R A *Astrophys. J.* **145** 834 (1966)
77. Гинзбург В Л *УФН* **97** 601 (1969)
78. Baym G, Pethick C J, Pines D *Nature (London)* **224** 673 (1969)
79. Hoffberg M et al. *Phys. Rev. Lett.* **24** 775 (1970)
80. Amundsen L, Østgaard E *Nucl. Phys. A* **437** 487 (1985)
81. Amundsen L, Østgaard E *Nucl. Phys. A* **442** 163 (1985)
82. Wambach J, Ainsworth T L, Pines D, in *Neutron Stars: Theory and Observation* (Eds J Ventura, D Pines) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1991) p. 37
83. Baldo M et al. *Nucl. Phys. A* **536** 349 (1992)
84. Takatsuka T, Tamagaki R *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **112** 27 (1993)
85. Tamagaki R *Prog. Theor. Phys.* **44** 905 (1970)
86. Takatsuka T, Tamagaki R *Prog. Theor. Phys.* **46** 114 (1971)
87. Takatsuka T *Prog. Theor. Phys.* **47** 1062 (1972)
88. Takatsuka T *Prog. Theor. Phys.* **48** 1517 (1972)
89. Elgarøy Ø et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 1428 (1996)
90. Elgarøy Ø et al. *Nucl. Phys. A* **607** 425 (1996)
91. Takatsuka T, Tamagaki R *Prog. Theor. Phys.* **97** 263 (1997)
92. Takatsuka T, Tamagaki R *Prog. Theor. Phys.* **97** 345 (1997)
93. Takatsuka T, Tamagaki R *Prog. Theor. Phys.* **98** 393 (1997)
94. Muzikar P, Sauls J A, Serene J W *Phys. Rev. D* **21** 1494 (1980)
95. Chao N-C, Clark J W, Yang C-H *Nucl. Phys. A* **179** 320 (1972)
96. Takatsuka T *Prog. Theor. Phys.* **50** 1754 (1973)
97. Baldo M et al. *Nucl. Phys. A* **515** 409 (1990)
98. Elgarøy Ø et al. *Nucl. Phys. A* **604** 466 (1996)
99. Elgarøy Ø, Hjorth-Jensen M *Phys. Rev. C* **57** 1174 (1998)
100. Sedrakian A, Alm T, Lombardo U *Phys. Rev. C* **55** 582 (1997)
101. Civitareze O, Reboiro M, Vogel P *Phys. Rev. C* **56** 1840 (1997)
102. Krotscheck E Z. *Phys.* **251** 135 (1972)
103. Clark J W et al. *Phys. Lett. B* **61** 331 (1976)
104. Takatsuka T *Prog. Theor. Phys.* **71** 1432 (1984)
105. Chen J M et al. *Nucl. Phys. A* **451** 509 (1986)
106. Ainsworth T L, Wambach J, Pines D *Phys. Lett. B* **222** 173 (1989)
107. Wambach J, Ainsworth T L, Pines D *Nucl. Phys. A* **555** 128 (1993)
108. Broglia R A et al. *Phys. Rev. D* **50** 4781 (1994)
109. Elgarøy Ø et al. *Phys. Rev. D* **54** 1848 (1996)
110. Pethick C J, Ravenhall D G, in *The Many Faces of Neutron Stars* (Eds R Buccheri, van J Paradijs, M A Alpar) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998) p. 49
111. De Blaiso F V, Lazzari G *Phys. Rev. C* **52** 418 (1995)
112. Barranco F et al. *Phys. Rev. C* **58** 1257 (1998)
113. Takatsuka T, Tamagaki R *Prog. Theor. Phys.* **94** 457 (1995)
114. Bailin D, Love A *Phys. Rep.* **107** 325 (1984)
115. Iwasaki M *Prog. Theor. Phys.* **120** 187 (1995)
116. Balberg S, Barnea N *Phys. Rev. C* **57** 409 (1998)
117. Tabakin F *Ann. Phys. (New York)* **30** 51 (1964)
118. Schaab Ch, Weber F, Weigel M K *Astron. Astrophys.* **335** 596 (1998)
119. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Статистическая физика Ч. 2* (М.: Наука, 1978)
120. Лебенфиш К П, Яковлев Д Г *Астрон. журн.* **71** 282 (1994)
121. Levenfish K P, Yakovlev D G, in *Strongly Coupled Plasma Physics* (Eds H M van Horn, S Ichimaru) (Rochester: Univ. of Rochester Press, 1993) p. 167
122. Mühlshlegel B Z. *Phys.* **155** 313 (1959)
123. Maxwell O V *Astrophys. J.* **231** 201 (1979)
124. Page D *Astrophys. J.* **428** 250 (1994)
125. Лебенфиш К П, Яковлев Д Г *Письма в Астрон. журн.* **20** 54 (1994)
126. Baiko D A, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **342** 192 (1999)
127. Van Riper K A, Lattimer J M, in *Isolated Pulsars* (Eds K A van Riper, R Epstein, C Ho) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993) p. 122
128. Flowers E G, Sutherland P G, Bond J R *Phys. Rev. D* **12** 315 (1975)
129. Maxwell O V *Astrophys. J.* **316** 691 (1987)
130. Yakovlev D G, Levenfish K P *Astron. Astrophys.* **297** 717 (1995)
131. Itoh N, Tsuneto T *Prog. Theor. Phys.* **48** 1849 (1972)
132. Pizzochero P M *Astrophys. J. Lett.* **502** L153 (1998)
133. Лебенфиш К П, Яковлев Д Г *Письма в Астрон. журн.* **22** 56 (1996)
134. Окунь Л Б *Лептоны и кварки 2-е изд.* (М.: Наука, 1990)
135. Kaminker A D, Haensel P, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **345** L14 (1999)
136. Kaminker A D, Haensel P *Acta Phys. Pol.* **30** 1125 (1999)
137. Stabler R *Ph.D. thesis* (Cornell University, 1960)
138. Chiu H-Y *Ann. Phys.* **26** 364 (1964)
139. Morton D C *Nature (London)* **201** 1308 (1964)
140. Bowyer S et al. *Nature (London)* **201** 1307 (1964)
141. Tsuruta S, Cameron A G W *Can. J. Phys.* **44** 1863 (1966)
142. Tsuruta S *Phys. Rep.* **56** 237 (1979)
143. Tsuruta S *X-ray Astronomy* (Eds R Giacconi, G Setti) (Dordrecht: Reidel, 1980) p. 73
144. Tsuruta S *Pulsars* (Eds W Sieber, R Wielebinski) (Dordrecht: Reidel, 1981) p. 331
145. Tsuruta S *Comments on Astrophys.* **11** 151 (1986)
146. Tsuruta S *Phys. Rep.* **292** 1 (1998)
147. Glen G, Sutherland P *Astrophys. J.* **239** 671 (1980)
148. Van Riper K A, Lamb F *Astrophys. J. Lett.* **244** L13 (1981)
149. Яковлев Д Г, Урпин В А *Письма в Астрон. журн.* **7** 157 (1981)
150. Richardson M B et al. *Astrophys. J.* **255** 624 (1982)
151. Umeda H et al. *Astrophys. J.* **408** 186 (1993)
152. Umeda H, Tsuruta S, Nomoto K *Astrophys. J.* **433** 256 (1994)
153. Umeda H et al. *Astrophys. J.* **431** 309 (1994)
154. Page D, Baron E *Astrophys. J. Lett.* **354** L17 (1990) erratum: *Astrophys. J. Lett.* **382** L11 (1991)
155. Page D *Astrophys. J. Lett.* **479** L43 (1997)
156. Гнедин О Ю, Яковлев Д Г *Письма в Астрон. журн.* **19** 280 (1993)
157. Гнедин О Ю, Яковлев Д Г, Шибанов Ю А *Письма в Астрон. журн.* **20** 483 (1994)
158. Page D *Revista Mexicana de Fisica* **41** (Suppl., 1) 178 (1995)
159. Tsuruta S et al. *Astrophys. J.* **176** 739 (1972)
160. Tsuruta S, in *Physics of Dense Matter* (Ed C J Hansen) (Dordrecht: Reidel, 1974) p. 209
161. Tsuruta S *Astrophys. Space Sci.* **34** 199 (1975)
162. Van Riper K A *Astrophys. J.* **329** 339 (1988)
163. Van Riper K A *Astrophys. J. Suppl.* **75** 449 (1991)
164. Page D *Astrophys. J.* **442** 273 (1995)
165. Shibanov Yu A, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **309** 171 (1996)
166. Heyl J S, Hernquist L *Astrophys. J. Lett.* **491** L95 (1997)
167. Heyl J S, Hernquist L *Phys. Rev. Lett.* **489** L67 (1997)
168. Heyl J S, Hernquist L *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **298** 17 (1998)
169. Heyl J S, Hernquist L *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **300** 599 (1998)
170. Heyl J S, Hernquist L *Monthly Not. R. Astron. Soc.* (1998) (in press)
171. Heyl J S, Kulkarni S R *Astrophys. J. Lett.* **506** L61 (1998)
172. Chabrier G, Potekhin A Y, Yakovlev D G "Cooling neutron stars with accreted envelopes" *Astrophys. J. Lett.* **477** L99 (1997)
173. Potekhin A Y, Chabrier G, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **323** 415 (1997)
174. Page D, in *Neutron Stars and Pulsars* (Eds N Shibasaki et al.) (Tokyo: Universal Academy Press, 1998) p. 183
175. Malone R C *Ph.D. thesis* (Cornell University, 1974)
176. Richardson M B *Ph.D. thesis* (State University of Alabama, 1980)
177. Nomoto K, Tsuruta S *Astrophys. J. Lett.* **250** L19 (1981)
178. Nomoto K, Tsuruta S, in *Accreting Neutron Stars* (Eds J Trümper, W Brinkmann) (Garching: Max Planck Institut, 1982) p. 275
179. Nomoto K, Tsuruta S, in *Supernova Remnants and Their X-ray Emission* (Eds J Danziger, P Gorenstein) (Dordrecht: Reidel, 1983) p. 509
180. Nomoto K, Tsuruta S *Astrophys. J. Lett.* **305** L19 (1986)
181. Schaab Ch, Weigel M K *Astron. Astrophys.* **336** L13 (1998)

182. Alpar M A et al. *Astron. Astrophys.* **177** 101 (1987)  
 183. Shibazaki N, Lamb F K *Astrophys. J.* **346** 808 (1989)  
 184. Van Riper K A *Atrophys. J.* **372** 251 (1991)  
 185. Van Riper K A, Epstein R I, Miller G S *Astrophys. J. Lett.* **381** L47 (1991)  
 186. Shibazaki N, Mochizuki Y *Astrophys. J.* **438** 288 (1995)  
 187. Van Riper K A, Link B, Epstein R I *Astrophys. J.* **448** 294 (1995)  
 188. Reisenegger A *Astrophys. J.* **442** 749 (1995)  
 189. Haensel P, Urpin V A, Yakovlev D G *Astron. Astrophys.* **229** 133 (1990)  
 190. Yakovlev D G, in *Strongly Coupled Plasma Physics* (Eds H M van Horn, S Ichimaru) (Rochester: Univ. of Rochester Press, 1993) p. 157  
 191. Шалыбков Д А *Письма в Астрон. журн.* **20** 221 (1994)  
 192. Урпин В А, Шалыбков Д А *Астрон. журн.* **72** 374 (1995)  
 193. Goldreich P, Reisenegger A *Astrophys. J.* **395** 250 (1992)  
 194. Yakovlev D G, Shalybkov D A *Astrophys. Space Sci.* **176** 171, 191 (1991)  
 195. Miralles J A, Urpin V A, Konenkov D Yu *Astrophys. J.* **503** 368 (1998)  
 196. Urpin V A, Konenkov D Yu, in *Neutron Stars and Pulsars* (Eds N Shibazaki et al.) (Tokyo: Universal Academy Press, 1998) p. 171  
 197. Urpin V A, Muslimov A G *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **256** 261 (1992)  
 198. Urpin V A, Van Riper K A *Astrophys. J. Lett.* **411** L87 (1993)  
 199. Tsuruta S, in *Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes* (Amsterdam: North Holland, 1978) p. 635  
 200. Finley J P, Ögelman H, Kiziloğlu Ü *Astrophys. J. Lett.* **394** L21 (1992)  
 201. Halpern J P, Ruderman M *Astrophys. J.* **415** 286 (1993)  
 202. Ögelman H, Finley J P, Zimmermann H U *Nature* (London) **361** 136 (1993)  
 203. Brinkmann W, Ögelman H *Astron. Astrophys.* **182** 71 (1987)  
 204. Schaab C, Balberg S, Schaffner-Bielich J *Astrophys. J. Lett.* **504** L99 (1998)  
 205. Haensel P, Gnedin O Y *Astron. Astrophys.* **290** 458 (1994)  
 206. Prakash M, Ainsworth T L, Lattimer J M *Phys. Rev. Lett.* **61** 2518 (1988)  
 207. Baade W, Zwicky F *Phys. Rev.* **45** 138 (1934)  
 208. Hewish A et al. *Nature* (London) **217** 709 (1968)  
 209. Wolff R S et al. *Astrophys. J.* **202** L15 (1975)  
 210. Toor A, Seward F D *Astrophys. J.* **216** 560 (1977)  
 211. Korpela E J, Bowyer S. *Astron. Astrophys. Suppl.* **188** 4301 (1996)  
 212. Mignani R P, in *Neutron Stars and Pulsars* (Eds N Shibazaki et al.) (Tokyo: Universal Academy Press, 1998) p. 335  
 213. Martin C, Halpern J P, Schiminovich D *Astrophys. J. Lett.* **494** L211 (1998)  
 214. Shearer A et al. *Astron. Astrophys.* **335** L21 (1998)  
 215. Zavlin V E, Pavlov G G, Shibano Yu A *Astron. Astrophys.* **315** 141 (1996)  
 216. Rajagopal M, Romani R W *Astrophys. J.* **461** 327 (1996)  
 217. Завлин В Е, Шибанов Ю А, Павлов Г Г *Письма в Астрон. журн.* **21** 168 (1995)  
 218. Potekhin A Y *J. Phys. B* **27** 1073 (1994)  
 219. Shibano Yu A et al., in *Isolated Pulsars* (Eds K A van Riper, R I Epstein, C Ho) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993) p. 174  
 220. Rajagopal M, Romani R W, Miller M C *Astrophys. J.* **479** 347 (1997)  
 221. Page D, Shibano Yu A, Zavlin V E, in *Röntgenstrahlung from the Universe* (Eds H U Zimmermann, J E Trümper, H Yorke) (Garching: Max-Planck Institut für Extraterrestrische Physik, 1996) p. 173  
 222. Zavlin V E, Pavlov G G, Trümper J *Astron. Astrophys.* **331** 821 (1998)  
 223. Becker W, Trümper J *Astron. Astrophys.* **326** 682 (1997)  
 224. Becker W, Trümper J *Astron. Astrophys.* **341** 803 (1999)  
 225. Potekhin A Y, Pavlov G G *Astrophys. J.* **483** 414 (1997)  
 226. Bezchastnov V G, Pavlov G G, Ventura J *Phys. Rev. A* **58** 180 (1998)  
 227. Bignami G F et al. *Astrophys. J. Lett.* **456** L111 (1996)  
 228. Becker W, Aschenbach B, in *The Lives of Neutron Stars* (Eds M A Alpar et al.) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1995) p. 47  
 229. Alpar M A, Nandkumar R, Pines D *Astrophys. J.* **288** 191 (1985)  
 230. Gotthelf E V, Vasisht G *Astrophys. J. Lett.* **486** L133 (1997)  
 231. Gotthelf E V, Petre R, Hwang U *Astrophys. J. Lett.* **487** L175 (1997)  
 232. Vasisht G, Gotthelf E V. *Astrophys. J. Lett.* **486** L129 (1997)  
 233. Gotthelf E V, Petre R, Vasisht G *Astrophys. J. Lett.* **514** L105 (1999)  
 234. Thompson C, Duncan R C *Astrophys. J.* **473** 322 (1996)  
 235. Kouveliotou C et al. *Nature* (London) **393** 235 (1998)  
 236. Kouveliotou C et al. *IAU Circular* 7003 (1998)  
 237. Hurley K et al. *Nature* (London) **397** 41 (1999)  
 238. Mereghetti S, Israel G L, Stella L *Monthly Not. R. Astron. Soc.* **296** 689 (1998)  
 239. Walter F M, Wolk S J, Neuhäuser R *Nature* (London) **379** 233 (1996)  
 240. Walter F M, Matthews L D *Nature* (London) **389** 358 (1997)  
 241. Pavlov G G et al. *Astrophys. J. Lett.* **472** L33 (1996)  
 242. Zane S, Turolla R, Treves A *Astrophys. J.* **471** 248 (1996)  
 243. Haberl F et al. *Astron. Astrophys.* **326** 662 (1997)  
 244. Kulkarni S R, van Kerkwijk M H *Astrophys. J. Lett.* **507** L49 (1998)  
 245. Haberl F, Motch C, Pietsch W *Astron. Nachr.* **319** 97 (1998)  
 246. Schwöpe A D et al. *Astron. Astrophys. Lett.* **341** L51 (1999)  
 247. Neuhäuser R, Trümper J E *Astron. Astrophys.* **343** 151 (1999)  
 248. Craig W W, Hailey Ch J, Pisarski R L *Astrophys. J.* **488** 307 (1997)  
 249. Hailey Ch J, Craig W W *Astrophys. J. Lett.* **455** L151 (1995)  
 250. Lyne A G et al. *Nature* (London) **381** 497 (1996)  
 251. Zavlin V E, Pavlov G G, Trümper J (1999) (submitted to *Astrophys. J.*)  
 252. Zavlin V E, Trümper J, Pavlov G G (1999) (to be submitted to *Astrophys. J.*)  
 253. Ögelman H, in *Lives of Neutron Stars* (Eds M A Alpar, Ü Kiziloğlu, J van Paradijs) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1995) p. 101  
 254. Anderson S B et al. *Astrophys. J.* **414** 867 (1993)  
 255. Possenti A, Mereghetti S, Colpi M *Astron. Astrophys.* **313** 565 (1996)  
 256. Meyer R D, Pavlov G G, Mészáros P *Astrophys. J.* **433** 265 (1994)  
 257. Halpern J P, Wang F Y-H *Astrophys. J.* **477** 905 (1997)

### Cooling of neutron stars and superfluidity in their cores

D.G. Yakovlev, K.P. Levenfish, Yu.A. Shibano

*Ioffe Physical-Technical Institute, Russian Academy of Sciences  
 ul. Politeknicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation  
 Tel. (7-812) 247-91 80. Fax (7-812) 550-48 90  
 E-mails: yak@astro.ioffe.rssi.ru; ksen@astro.ioffe.rssi.ru; shib@stella.ioffe.rssi.ru*

Heat capacity and neutron emission reactions (direct and modified Urca processes, nucleon-nucleon bremsstrahlung, Cooper pairing of nucleons) are analyzed for the matter of supranuclear density in neutron star cores with superfluid neutrons and protons for various superfluidity types (singlet-state pairing; and two types of triplet pairing, with and without a gap node on the nucleon Fermi surface). Results obtained are used to simulate the cooling of isolated neutron stars. Both the standard cooling and the cooling enhanced by direct Urca processes are strongly affected by the nucleon superfluidity. Comparison of the cooling theory of isolated neutron stars with the observations of their emission may give stringent critical temperature constraints on the neutron and proton superfluidities in neutron star cores.

PACS numbers: **04.40.-b**, **26.60.+c**, **95.30.-k**, 97.60.Jd

Bibliography — 257 references

Received 24 March 1999