

Федеральное Государственное Унитарное Предприятие
Государственный Научный Центр Российской Федерации
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики

На правах рукописи

Юдин Андрей Викторович

Физические процессы в ядрах
коллапсирующих звёзд

Специальности 01. 04. 02 — Теоретическая физика,
01. 03. 02 — Астрофизика и радиоастрономия

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2009 г.

УДК 523.87

Работа выполнена в ФГУП ГНЦ РФ Институт Теоретической и Экспериментальной Физики, г. Москва.

Научный руководитель: доктор физико–математических наук
Надёжин Д.К.
(ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

Официальные оппоненты: доктор физико–математических наук,
профессор Бисноватый–Коган Г.С.
(ИКИ РАН, г. Москва)

кандидат физико–математических наук
Копысов Ю.С.
(ИЯИ РАН, г. Москва)

Ведущая организация: Учреждение Российской Академии Наук
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе
(г. Санкт-Петербург)

Защита состоится 27 октября 2009 года в 14 часов на заседании диссертационного совета Д.201.002.01 в конференц-зале ГНЦ РФ ИТЭФ по адресу: г. Москва, ул. Б. Черёмушкинская, д. 25.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ГНЦ РФ ИТЭФ

Автореферат разослан 25 сентября 2009 года.

Учёный секретарь диссертационного совета
кандидат физ.-мат. наук

В.В. Васильев

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Исследование физических процессов в ядрах коллапсирующих звёзд представляет одно из важнейших направлений в современной теоретической астрофизике. Эволюция массивных звёзд оканчивается образованием “железного” центрального ядра, которое теряет гидродинамическую устойчивость и вовлекается в гравитационный коллапс. Если масса такого ядра не слишком велика ($M_{\text{Fe}} \lesssim 2M_{\odot}$), то при достижении в центре плотностей порядка ядерной $\rho_n \approx 2.6 \times 10^{14} \text{ г см}^{-3}$ коллапс центрального ядра останавливается. При этом продолжающие падать к центру слои оболочки звезды наталкиваются на остановившееся ядро. В результате возникает ударная волна, которая при благоприятных условиях начинает распространяться наружу по спадающей плотности и, в конце-концов, может выбросить внешние слои оболочки. Такова схема механизма взрыва сверхновых звёзд с коллапсирующими ядрами, к которым принадлежат сверхновые всех спектральных типов, кроме Ia. Последний тип сверхновых имеет совсем другую физическую природу. В этом случае происходит термоядерный взрыв углеродно-кислородного ядра звезды, и вся звезда разрушается полностью без какого-либо сколлапсировавшего звёздного остатка.

Гравитационная энергия, выделяющаяся при коллапсе ядра звезды, составляет $E_g \approx (3 - 5) \times 10^{53}$ эрг (примерно 10% от $M_{\text{Fe}}c^2$), что на два порядка превышает получаемую из астрономических наблюдений энергию ($(0.5 - 2) \times 10^{51}$ эрг), затрачиваемую на электромагнитное излучение сверхновой и ускорение выбрасываемой ею оболочки до скоростей в несколько тысяч км/сек. Почти вся энергия E_g излучается в сопровождающей гравитационный коллапс короткой (10 – 20 сек) вспышке нейтринного излучения. Для объяснения вспышки сверхновой было бы достаточно передать оболочке звезды лишь около 1% E_g . Однако детальные расчёты вспышек сверхновых с коллапсирующими ядрами многочисленными авторами в течение последних 30 лет показали, что в *сферически-симметричных* гидродинамических моделях не удаётся получить выброс оболочки сверхновой с требуемой энергией. Решение проблемы, по-видимому, следует искать в рамках более изошрённых моделей коллапса, например, учитывающих факторы нарушения сферической симметрии, таких, как вращение, магнитные поля, крупномасштабная конвекция.

В связи с этим, актуальное значение имеет детальное изучение физических свойств вещества в коллапсирующих звёздных ядрах, а также подробное рассмотрение процессов переноса нейтрино и его взаимодействия с веществом звезды.

Цель работы и задачи исследования

Основной целью диссертационной работы является разработка методов описания свойств вещества сверхновой и параметров его взаимодействия с полем нейтринного излучения, а также изучение процесса переноса нейтрино в коллапсирующем ядре звезды. Помимо этого, целью работы было на примере численных расчетов коллапса ядра звезды в одномерном сферически-симметричном случае исследовать эффективность и значимость предложенных методов для предсказания основных параметров гравитационного коллапса. В соответствии с целью исследования были поставлены следующие конкретные задачи:

1. Получить уравнение состояния вещества в условиях ядерного статистического равновесия (NSE— Nuclear Statistical Equilibrium) с учетом множественного возбуждения энергетических уровней атомных ядер. Исследовать как термодинамические свойства, так и равновесный химический состав вещества в условиях NSE.

2. Найти методы описания и исследовать влияние кулоновского взаимодействия на уравнение состояния и равновесный химический состав.

3. Найти методы описания и исследовать свойства вещества в субъядерном ($\rho \lesssim \rho_n$) диапазоне плотностей. Рассмотреть возможность описания фазового перехода к однородному ядерному веществу при $\rho \sim \rho_n$.

4. Исследовать процессы переноса нейтрино и его взаимодействие с веществом коллапсирующего ядра с последовательным учетом процессов рассеяния нейтрино.

5. Исследовать параметры коллапса и получить характеристики нейтринного излучения на стадии неравновесной нейтронизации вещества.

Научная новизна

1. Приближение нейтринной теплопроводности (ПНТ) обобщено на случай учёта процессов рассеяния. Показано, что основные уравнения ПНТ при этом не изменяются, меняется лишь процедура вычисления коэффициентов теплопроводности. Для этих коэффициентов доказано выполнение принципа симметрии (принцип Онсагера).

2. Одномерная, сферически-симметричная формулировка ПНТ обобщена на двухмерный аксиально-симметричный случай. Показано, что ПНТ сохраняет свою форму: члены, описывающие взаимодействие нейтрино с веществом, выражаются через дивергенции потоков энергии нейтрино и лептонного числа, которые, в свою очередь, определяются через градиенты температуры и химического потенциала нейтрино. Коэффициенты в выражениях

для градиентов (коэффициенты теплопроводности), несущие полную информацию о микрофизике взаимодействия нейтрино с веществом (поглощение, излучение, рассеяние), являются универсальными и зависят только от локальных термодинамических параметров.

3. Найдены простые формулы для вычисления первых моментов ядра рассеяния нейтрино на релятивистских электронах.

4. Предложена модификация численной схемы Надёжина и Отрощенко для решения стационарного уравнения переноса нейтрино. Изменения касаются описания оптически толстых областей, в которых предсказания новой схемы (в отличие от старой) согласованы с результатами приближения нейтринной теплопроводности.

5. Показано, что обычный способ учёта возбуждённых уровней ядер сильно переоценивает величину статсуммы. Предложен способ вычисления статсуммы, гарантирующий термодинамическую корректность.

6. Впервые установлена высокая чувствительность термодинамических параметров вещества в условиях NSE к нюансам описания кулоновского взаимодействия в переходной области $\Gamma \sim 1$, где Γ — параметр неидеальности. Показано, что некоторые широко распространённые модели описания многокомпонентных систем, например, модель среднего иона (ядра), неприменимы в этой области изменения Γ при физических условиях, характерных для коллапсирующих звёздных ядер. Предложены конкретные модели, свободные от этого недостатка.

7. Предложена релятивистская асимптотика обменной энергии электронного газа в приближении Хартри–Фока.

8. Разработана общая схема приближения исключённого объёма (ПИО) в применении к многокомпонентным системам. Данная схема абсолютно термодинамически корректна и допускает включение в рассмотрение дополнительных взаимодействий между компонентами системы. Из сравнения с моделью твёрдых сфер, найдена конкретная форма ПИО для исследования вещества сверхновой в субъядерном диапазоне плотностей.

9. Все подходы к описанию уравнений состояния и переноса нейтрино протестированы в моделях коллапса железного ядра звезды массой $2M_{\odot}$. Для нескольких вариантов коллапса получены спектральные и временные характеристики нейтринного сигнала, сопутствующего неравновесной нейтронизации вещества. Установлена низкая чувствительность параметров нейтринной кривой блеска (таких, как величина светимости в максимуме, среднее значение энергии нейтрино и т.д.) к используемым предположениям о микрофизике вещества и особенностях его взаимодействия с нейтрино.

Практическая ценность результатов

Рассмотренные уравнения состояния (УС) представляют собой базис, на котором можно строить исследование свойств вещества, изучать влияние этих свойств на параметры коллапса, а также моделировать различные физические процессы, сопровождающие взрыв сверхновой. УС позволяют естественное рассмотрение разнообразных моделей химического состава вещества, влияния нейтронно-избыточных ядер и моделирования эффектов, важных для проблем нейтринного нуклеосинтеза. Для изучения влияния кулоновского взаимодействия не только даны рецепты, реализованные в конкретных моделях УС, но рассмотрены также общие теоретические подходы к моделированию свойств многокомпонентных кулоновских систем. Предложенная общая схема ПИО представляет собой удобный и гибкий инструмент исследования многокомпонентных неидеальных систем. В рамках данного подхода легко получать разнообразные термодинамически-согласованные модели плотного вещества, изучать эффекты взаимодействия и сопутствующие физические процессы, такие, как фазовые переходы. Все эти УС, снабжённые алгоритмами генерации таблиц с данными и последующей локальной интерполяции, являются готовыми блоками в структуре гидродинамических расчётов коллапса.

Поскольку учёт эффектов рассеяния не меняет общую структуру уравнений ПНТ, этот подход оказывается универсальным и чрезвычайно удобным методом решения проблемы совместной эволюции вещества и нейтрино в оптически-толстых областях звезды. Рассчитываемые таблицы коэффициентов теплопроводности несут всю информацию о взаимодействии нейтрино с веществом и могут быть использованы при расчётах с любой геометрией. Предложенное аксиально-симметричное обобщение ПНТ позволяет проводить моделирование вращающихся конфигураций ядер звёзд, что необходимо в некоторых моделях коллапса. Следует также отметить, что решение соответствующих уравнений ПНТ несравненно проще, чем использование обычного уравнения переноса. Поэтому ПНТ, снабжённое созданными алгоритмами генерации и последующей гладкой локальной интерполяции таблиц с коэффициентами теплопроводности, является тем методом, который может значительно облегчить моделирование коллапса без потери в точности расчетов. Это, безусловно, должно способствовать широкому распространению применения ПНТ в современных гидродинамических расчётах гравитационного коллапса звёздных ядер и сопутствующих ему взрывов сверхновых звёзд.

Апробация работы

Результаты диссертации были доложены на следующих конференциях:

- “12th Workshop on nuclear astrophysics”, Ringberg Castle, Germany, 2004. Опубликовано в "Proceedings MPA/P14".
- “Open Issues in Core Collapse Supernova Theory”, Seattle, USA, 2004. Опубликовано в “Proceedings from the INT” Vol. 14.
- “Physics of Neutron Stars”, Санкт-Петербург, 2005 г. URL: <http://www.ioffe.ru/astro/NS2005/>
- “Physics of Neutron Stars”, Санкт-Петербург, 2008 г. URL: <http://www.ioffe.ru/astro/NS2008/>
- “Nuclei in the Cosmos - IX”, CERN, Geneva, 2006. Опубликовано в “Proceedings of Science”: PoS (NIC-IX) 197.
- “20th anniversary of SN 1987A”, Москва, 2007 г. URL: <http://vaxmw.tower.ras.ru/SN1987A/materials/>

и доложены на семинарах:

Астрофизический семинар ИТЭФ, 2004 г. и 2007 г.
Теоретический семинар ИТЭФ, 2009 г.

Основные результаты диссертации были опубликованы в четырёх статьях, опубликованных в журнале “Письма в Астрономический Журнал”, а также в трудах трёх из указанных выше 5-ти конференций.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из введения, девяти глав, заключения, списка литературы и приложений. Она изложена на 175 страницах, содержит 4 таблицы, 95 рисунков и 76 наименования в списке литературы.

Краткое содержание диссертации

Часть I посвящена уравнению состояния вещества.

В **Главе 1** рассматривается УС идеальной материи в условиях ядерного статистического равновесия. В разделах 1.1 и 1.2 сформулированы основные соотношения, приведён и обоснован используемый набор ядер. Раздел 1.3 посвящён корректному вычислению статсумм ядер. Рис. 1 демонстрирует результаты расчётов для ядра железа ^{56}Fe . На левой панели показан логарифм статсуммы, на правой — средняя энергия возбуждения ядра в МэВ.

Сплошная линия показывает вычисления согласно модели ферми-газа (формула Бете). Штриховая линия — наша аппроксимация. Также на рисунки

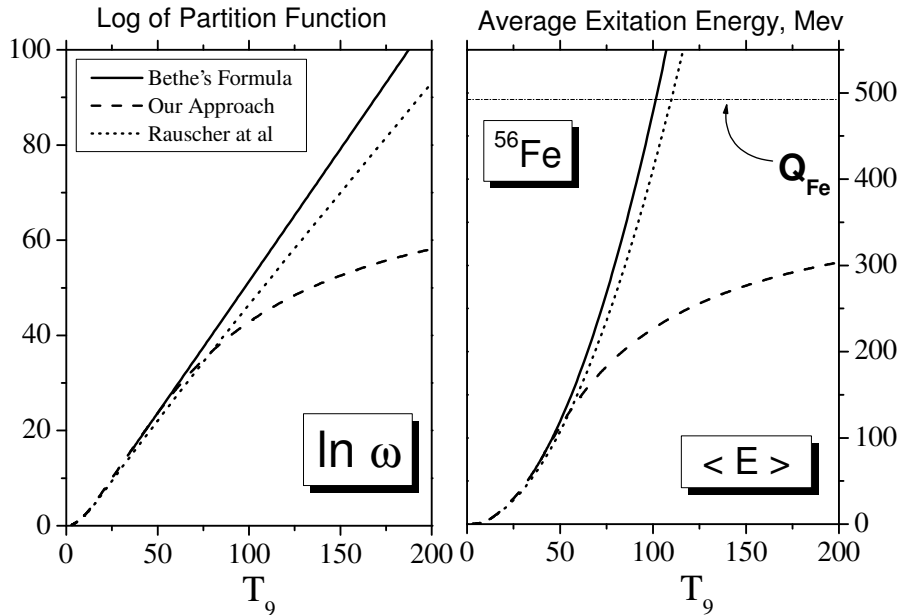


Рис. 1. Логарифм статсуммы и средняя энергия возбуждения для ^{56}Fe

пунктиром нанесены результаты из широко используемой астрофизической базы данных. Видно, что все подходы, кроме нашего, приводят к средним энергиям возбуждения, превышающим энергию связи ядра уже при $T_9 \sim 100$ что свидетельствует о неприменимости в этой области и соответствующей статсуммы.

В разделах 1.4 и 1.5 описываются термодинамические и химические свойства вещества в условиях, характерных для начальных стадий коллапса. Раздел 1.6 посвящён вопросу о полноте используемого набора нуклидов и касается в основном проблемы нейтронно-избыточных ядер.

Влиянию кулоновского взаимодействия на свойства вещества посвящена **Глава 2**. В разделах 2.1 и 2.2 приводятся общие соотношения, излагается используемая модель свободной энергии. В разделе 2.3 приводятся и сравниваются различные модели многокомпонентных кулоновских систем. В условиях NSE кулоновское взаимодействие не только изменяет термодинамические функции вещества, но и влияет на его равновесный химсостав. Поэтому такая система оказывается очень чувствительной к нюансам определения взаимодействия. В области сильного взаимодействия ($\Gamma \gtrsim 1$), где Γ — параметр неидеальности, действует установленное с большой точностью правило линейного смешивания: каждая компонента системы вносит в энергию взаимодействия вклад, пропорциональный своей концентрации. В области слабого

взаимодействия ($\Gamma < 1$) кулоновское взаимодействие описывается нелинейным дебаевским пределом. При переходе между этими двумя случаями в области $\Gamma \sim 1$ некоторые модели многокомпонентных систем, например, модель среднего иона (ядра) оказываются неадекватными: они предсказывают осцилляции или даже разрывы основных термодинамических величин и равновесных концентраций нуклидов явно нефизичного характера. В разделе 2.3 описываются эти эффекты, рассматриваются общие подходы к построению моделей, свободных от указанного недостатка, а также предложены несколько конкретных моделей многокомпонентных кулоновских систем. Важность

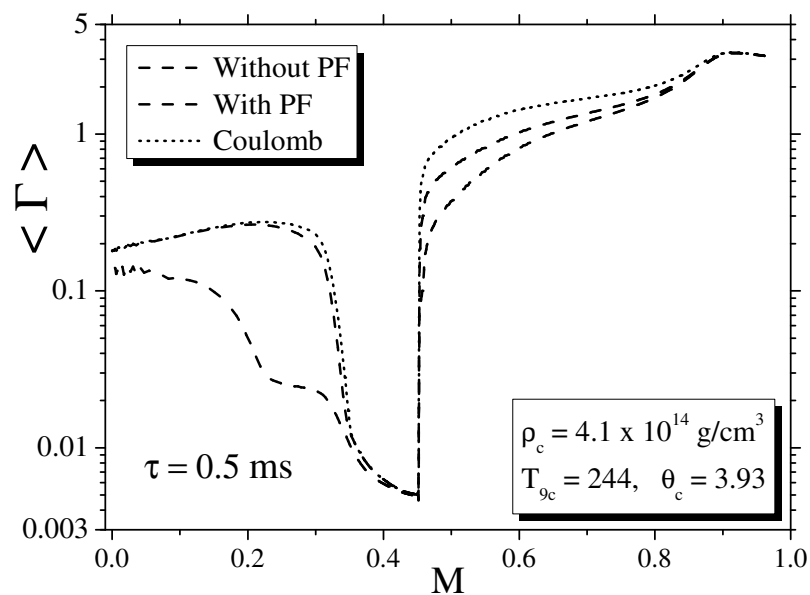


Рис. 2. Средний параметр неидеальности в ядре коллапсирующей звезды

корректного рассмотрения зоны с $\Gamma \sim 1$ становится ясна из рис. 2, на котором для нескольких моделей УС изображён усреднённый по химсоставу параметр неидеальности $\langle \Gamma \rangle$ как функция от массовой координаты ядра звезды с $M_{\text{core}} = 2M_{\odot}$ через 0.5 мс после “отскока”. Область, пройденная и нагретая ударным фронтом при $0.3 \lesssim M \lesssim 0.45$ относится к зоне слабого взаимодействия $\Gamma \ll 1$. Область перед ударным фронтом является зоной с сильным взаимодействием $\Gamma \gtrsim 1$. Центральные области ядра относятся к умеренно слабому взаимодействию. Необходимо подчеркнуть, что мы рассматриваем максимально “горячий” коллапс звезды с массой железного ядра $2M_{\odot}$. Коллапс звезды с менее массивным ядром, скажем, с $M = 1.4M_{\odot}$, будет приводить к существенно бóльшим значениям $\langle \Gamma \rangle$ в центральных областях и области, расположенной перед ударным фронтом. Таким образом, переход между разными режимами взаимодействия осуществляется в области ударной волны, что определяет чрезвычайную важность корректного описания зоны с $\Gamma \sim 1$.

Раздел 2.4 посвящён описанию электрон–электронного корреляционного взаимодействия. В разделе 2.5 электрон–ионное взаимодействие обобщается на многокомпонентный случай с учётом вырождения электронной компоненты. В разделе 2.6 рассматривается обменное взаимодействие электронов в приближении Хартри–Фока, найдено его аппроксимационное выражение для релятивистского предела. Раздел 2.7 содержит сравнение важности вкладов различных типов взаимодействия и некоторые выводы.

В **Главе 3** описаны как общий подход к приближению исключённого объёма (ПАО), так и его применение к исследованию вещества сверхновой. Основной мотивацией для разработки ПАО в применении к многокомпонентному веществу сверхновой являлась необходимость учёта нуклон–нуклонного потенциала, начинающего проявлять своё действие при субъядерных плотностях, для перехода к однородному ядерному веществу при плотности порядка ядерной. Этот переход позволяет исследовать влияние жёсткости УС на параметры коллапса и сопутствующего ему нейтринного сигнала. Разработанная нами общая схема ПАО приводит к следующим выражениям:

$$n_k = (1 - \hat{v}_k) n_k^{\text{id}}(T, \tilde{\mu}_k), \quad \tilde{\mu}_k = \mu_k - \sum_p \left(\frac{\partial \hat{v}_p}{\partial n_k} \right) P_p^{\text{id}}(T, \tilde{\mu}_p). \quad (1)$$

Здесь n_k — концентрации частиц сорта k , $n_k^{\text{id}}(T, \tilde{\mu}_k)$ — выражение для концентрации идеальной (в смысле отсутствия взаимодействия) компоненты вещества как функции температуры T и эффективного химпотенциала $\tilde{\mu}_k$. Связь $\tilde{\mu}_k$ и реального химпотенциала μ_k даёт второе уравнение из (1) в котором ведётся суммирование по всем сортам частиц, а $P_p^{\text{id}}(T, \tilde{\mu}_p)$ — значение идеального давления компоненты как функции T и $\tilde{\mu}_p$. Аналогично можно определить другие термодинамические функции, например, внутреннюю энергию и давление:

$$E = \sum_k (1 - \hat{v}_k) E_k^{\text{id}}(T, \tilde{\mu}_k), \quad P = \sum_k \left[1 - \hat{v}_k + \sum_i \left(\frac{\partial \hat{v}_k}{\partial n_i} \right) n_i \right] P_k^{\text{id}}(T, \tilde{\mu}_k). \quad (2)$$

Величина \hat{v}_k в этих уравнениях есть функция исключённого объёма и может быть выбрана в виде произвольной зависимости от концентраций компонент системы $\{n_i\}$. Причём в этой схеме ПАО все термодинамические соотношения выполняются автоматически при любом виде функции \hat{v}_k . Доказательство этого факта приводится в приложении А.3. Помимо этого, схема позволяет учесть наличие и других взаимодействий, например, кулоновского.

Для получения УС в субъядерной области мы нашли конкретное выражение для \hat{v}_k из сравнения с так называемой моделью твёрдых сфер. По-

мимо этого, было использовано дополнительное притягивающее взаимодействие юкавовского вида между нуклонами для получения УС типа Ван-дер-Ваальса. Подробности и метод обобщения взаимодействия на ядра приведены в приложении А.2.

В Главе 4 рассматривается область высоких плотностей, содержащая фазовый переход к однородному ядерному веществу. В разделе 4.1 приводятся сведения об УС однородного ядерного вещества. Раздел 4.2 посвящён описанию фазового перехода между субъядерным веществом, описываемым ПИО и ядерной материей. Рассматриваются полностью самосогласованный подход Гиббса и менее точный, но и менее требовательный максвелловский подход, используемый нами. Представление о полученных результатах дают рис. 3 и 4. На рис. 3 сплошной линией нанесено давление барионной компоненты ве-

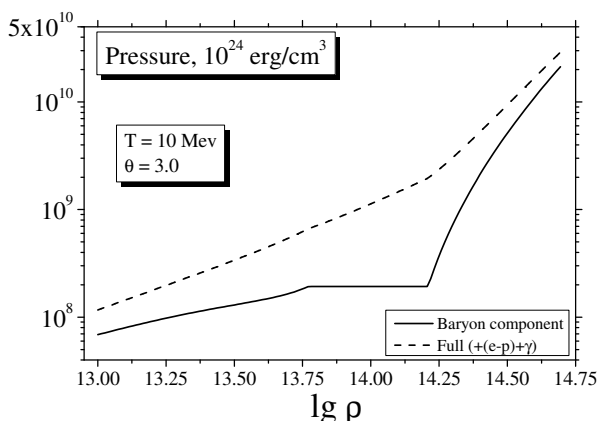


Рис. 3. Давление при фазовом переходе как функция плотности

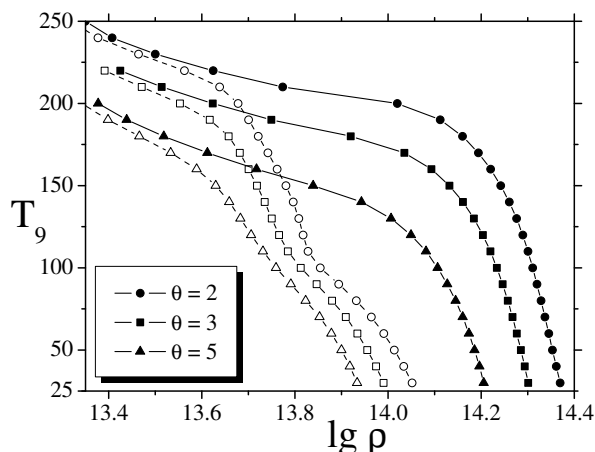


Рис. 4. Фазовая диаграмма вещества

щества, испытывающей классический максвелловский фазовый переход, как функции от логарифма плотности при температуре $T = 10$ МэВ и степени нейтронизации (отношении полного числа нейтронов к протонам) $\theta = 3$. Штриховой линией показано полное давление, включающее также вклад от электрон-позитронной компоненты и равновесного излучения. Фазовая диаграмма для используемого подхода приведена на рис. 4. Каждый тип символов соответствует своему значению θ , приведённому на рисунке. При фиксированной температуре плотности, меньшие значения, отмеченного линией с пустым символом, соответствуют чистой фазе субъядерного вещества. Плотности, бóльшие значения на линии со сплошным символом — чистой фазе однородного ядерного вещества. Между ними находится область сосуществования фаз.

Часть II посвящена процессам с участием нейтрино.

В **Главе 5** рассматривается уравнение переноса (УП) нейтрино. Раздел 5.1 содержит общую формулировку проблемы, описание свойств оператора рассеяния и используемые нами уравнения сферически-симметричной нейтринной газодинамики. Раздел 5.2 посвящен численному решению УП: сначала приводится полное формальное решение для сферически-симметричного случая, затем описывается численная схема решения стационарного УП Надёжина и Отрощенко. После этого формулируется новая схема, обеспечивающая предел нейтринной теплопроводности в оптически толстых областях. Согласованность с ПНТ важна для корректной сшивки этих двух используемых нами способов описания переноса нейтрино и их взаимодействия с веществом.

Глава 6 содержит формулировку приближения нейтринной теплопроводности (ПНТ). В разделе 6.1 приводится найденное нами обобщение ПНТ на случай учёта произвольных процессов рассеяния. Оказывается, что уравнения нейтринной газодинамики в ПНТ с учётом рассеяния сохраняют свой вид, изменяется лишь метод нахождения коэффициентов нейтринной теплопроводности, который теперь связан с решением интегральных уравнений. Метод численного решения этих уравнений, а также доказательство принципа симметрии кинетических коэффициентов (принцип Онсагера) в случае учёта рассеяния, приводятся в приложении В.

В разделе 6.2 приводится найденное нами обобщение ПНТ на двухмерный аксиально-симметричный случай. Доказывается, что уравнения нейтринной газодинамики сохраняют свою форму: изменение импульса находится через градиент нейтринного давления; темп изменения энергии и лептонного числа определяются через дивергенции соответствующих потоков, которые сами определяются через градиенты термодинамических величин поля нейтринного излучения с теми же коэффициентами (нейтринной теплопроводности), что и в сферически-симметричном случае. Эти коэффициенты, таким образом, оказываются универсальными. Аксиально-симметричное ПНТ позволит решать проблему переноса нейтрино и их взаимодействия с веществом во вращающихся непрозрачных для нейтрино ядрах звёзд. Причём точность этого решения, по крайней мере, не хуже, а сложность решения на порядки меньше, чем при использовании полного уравнения переноса.

В **Главе 7** исследуется проблема описания взаимодействия нейтрино с веществом с учётом возможной неидеальности последнего. В разделе 7.1 рассматриваются чистые процессы поглощения и излучения на свободных нуклонах и ядрах. В разделе 7.2 приводятся найденные нами формулы для численного расчёта функций рассеяния нейтрино на релятивистских электро-

нах. Важность учёта процессов рассеяния обсуждается в разделе 7.3. На рис.

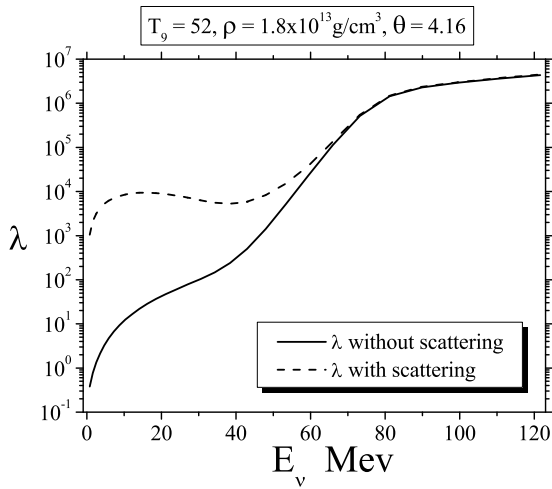


Рис. 5. Коэффициент поглощения

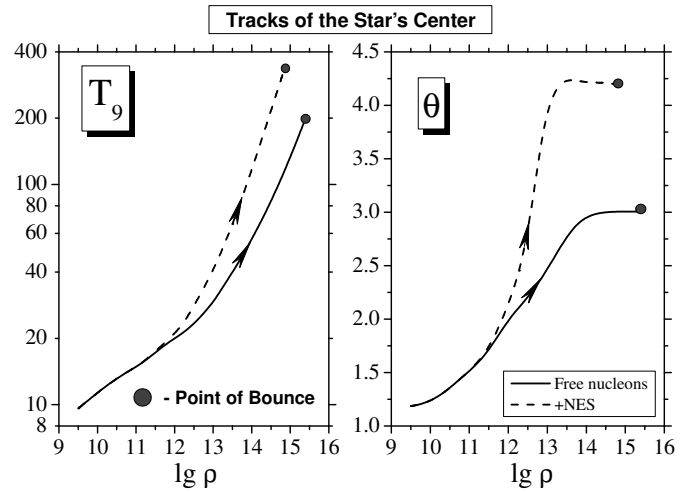


Рис. 6. Треки коллапсирующих ядер

5 показан коэффициент поглощения вещества λ (обратная длина свободного пробега) как функция энергии нейтрино E_ν для значений термодинамических параметров, указанных на рисунке. Сплошной линией показан эффект чистого поглощения, штриховой — поглощения и рассеяния на электронах вместе. Видно, что в высокоэнергетической области вклад рассеяния ничтожен, однако именно оно закрывает низкоэнергетическое окно утечки нейтрино, повышая в этой области коэффициент поглощения на порядки величины. Какое влияние на процесс коллапса это оказывает, становится ясно из рис. 6, на котором показаны результаты расчётов коллапса звезды с массой железного ядра $M = 2M_\odot$ для двух случаев: сплошная линия представляет расчёт, в котором учитывались только процессы поглощения на свободных нуклонах (вариант А); штриховая линия соответствует расчёту, в котором также были добавлены процессы рассеяния на электронах (вариант Б). Все остальные параметры были одинаковы в обоих случаях. Каждая линия показывает трек, прочерчиваемый центральной точкой звезды в процессе коллапса вплоть до момента “отскока”, показанного жирной точкой в конце линии. Как видно, из-за остановки утечки низкоэнергичных нейтрино вещество в варианте Б более чем в полтора раза горячее, чем в варианте А, а степень нейтронизации вещества увеличивается с $\theta \approx 3$ до $\theta \approx 4.2$. Более того, плотность в момент “отскока” в варианте Б почти в 3 раза меньше, чем в варианте А. Таким образом, показано, что учёт рассеяния существенно влияет на параметры коллапса.

В разделе 7.4 рассматривается проблема установления равновесия в нейтринном газе в случае преобладания процессов рассеяния. Проведено теоретическое исследование вопроса и осуществлён конкретный расчёт релаксации функции распределения нейтрино с учётом рассеяния нейтрино на электро-

нах. Способность рассеяния термализовать нейтрино означает, что его учёт расширяет область применения ПНТ, основным условием которого является близость функции распределения к равновесной.

Часть III содержит результаты гидродинамического моделирования коллапса звезды с массой железного ядра $M = 2M_{\odot}$.

В **Главе 8** приводятся подробности реализации расчётов. Рассматриваются проблемы включения в расчёты уравнения состояния, согласования ПНТ и схемы решения уравнения переноса и т.д. Приведена используемая численная схема гидродинамического моделирования.

Глава 9 содержит собственно результаты расчётов для нескольких моделей коллапса. Было рассчитано четыре модели коллапса с разными физическими характеристиками:

IdGasNucl “Стандартная” модель коллапса. Уравнение состояния идеального газа. Включены как нейтринные процессы на свободных нуклонах, так и на ядрах, рассеяние на электронах. Для остальных моделей указаны только их отличия от данной.

IdGasNP Для выяснения роли атомных ядер в процессах взаимодействия нейтрино с веществом учитывались только реакции на свободных нуклонах.

Coulomb Уравнение состояния с учётом кулоновского взаимодействия.

ExclVol Уравнение состояния: ПИО + фазовый переход к однородному ядерному веществу.

В **Главе 9** для этих моделей сравниваются динамические параметры коллапса, термодинамические параметры вещества, а также особенности нейтринного сигнала, сопутствующего неравновесной нейтронизации вещества. Помимо этого в подразделе 9.5.2 рассмотрены эффекты фазового перехода, имеющего место в модели **ExclVol**, и его влияния на параметры коллапсирующего ядра.

Основным результатом моделирования является факт чрезвычайной стабильности получаемой нейтринной кривой блеска. Несмотря на значительные отличия в характеристиках коллапса разных моделей, вычисленные свойства нейтринного сигнала близки и обладают рядом характерных особенностей. На рис. 7 приведён результат расчёта кривой нейтринной светимости в модели **IdGasNucl**. Левая панель рисунка показывает поведение светимости L_{ν} , 10^{53} эрг/сек (линия со звёздами) в логарифмическом масштабе и на большом интервале времени, на правой панели выделен момент в окрестности “отскока” и масштаб светимости линейный. Остальными линиями показаны светимости в энергетических диапазонах: квадратами в интервале $E_{\nu} \leq 10$ МэВ,

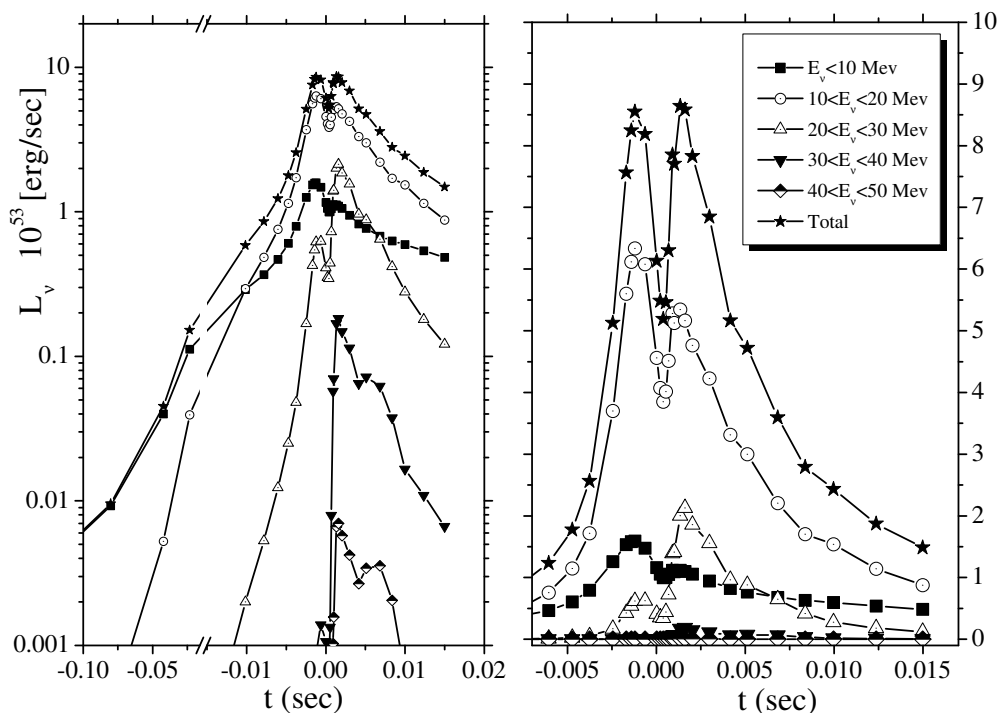


Рис. 7. Нейтринные светимости в различных энергетических диапазонах

кружками в интервале $10 \text{ МэВ} < E_\nu \leq 20 \text{ МэВ}$ и т.д. Как видно, нейтринный сигнал обладает характерными особенностями: во-первых, наличие двух, примерно одинаковых по амплитуде пиков: первый расположен примерно за 1 мс до "отскока", второй примерно через 1.5 мс после него. Во-вторых, из левой части рис. 8 видно, что, несмотря на сравнимые амплитуды, второй пик более энергичный: средняя энергия нейтрино первого пика $\langle E_\nu \rangle \approx 12 \text{ МэВ}$, а второго более 14 МэВ. На правой части того же рисунка показаны спектры нейтрино в момент первого максимума (сплошная линия) и в момент второго (штриховая). Спектр после отскока слегка меньше по амплитуде в максимуме, однако это компенсируется его большей жёсткостью.

Все эти особенности характерны и для других моделей. Из этой устойчивости получаемых кривых блеска следует важный вывод: существенно поменять параметры кривой нейтринной светимости можно лишь изменив саму модель взрыва сверхновой. Значит, именно нейтринный сигнал является уникальным носителем информации не только о свойствах вещества и процессах в ядре звезды, но и о самом механизме взрыва, до сих пор остающемся предметом дискуссий.

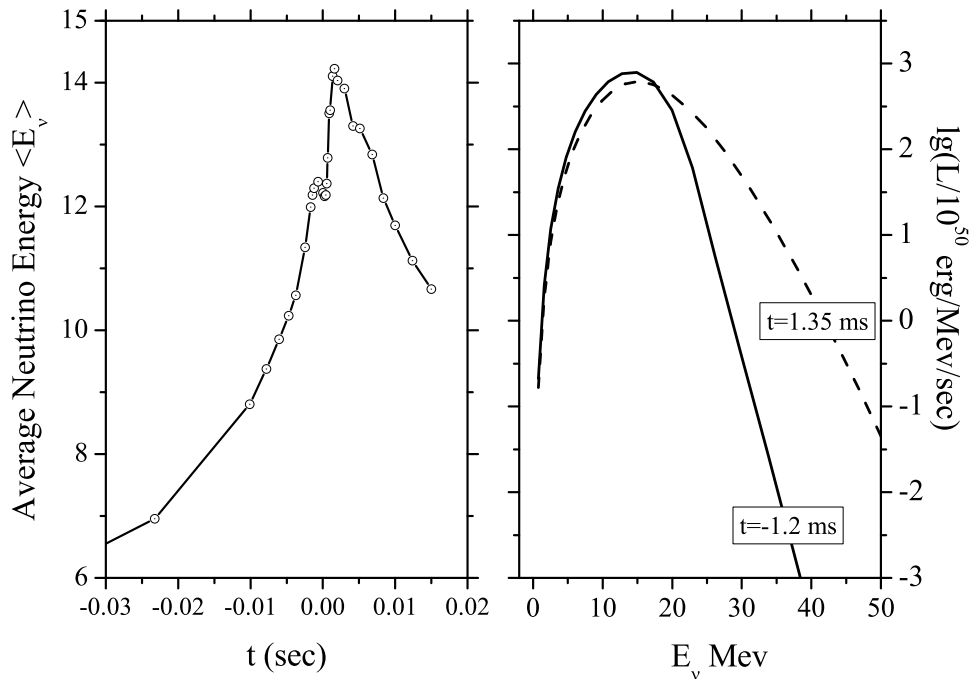


Рис. 8. Средняя энергия излученных нейтрино как функция времени и энергетические спектры нейтрино в моменты максимумов блеска

Основные результаты диссертационной работы

Следующие результаты исследования выносятся на защиту:

1. Приближение нейтринной теплопроводности (ПНТ) обобщено на случай учёта процессов рассеяния нейтрино.
2. Одномерная, сферически-симметричная формулировка ПНТ обобщена на двухмерный аксиально-симметричный случай.
3. Получено уравнение состояния в условиях NSE, с корректно определёнными входящими параметрами (в частности, статсуммами ядер), дающее возможность изучать термодинамические и химические свойства вещества сверхновой.
4. Исследованы свойства многокомпонентных кулоновских систем в условиях NSE. Показана важность корректного описания области $\Gamma \sim 1$. Получено соответствующее уравнение состояния.
5. Разработана общая схема приближения исключённого объёма (ПИО) в применении к многокомпонентным системам. На её основе получено уравнение состояния в субъядерной области.
6. Предложена модификация схемы Надёжина и Отрощенко для численного решения стационарного уравнения переноса нейтрино.
7. Установлена низкая чувствительность полученных в результате гидро-

динамического моделирования параметров нейтринной кривой блеска к используемым предположениям о микрофизике вещества и особенностях его взаимодействия с полем нейтринного излучения.

Публикации автора по теме диссертации

1. Юдин А. В., Надёжин Д. К. Обменное и корреляционное взаимодействия в электрон–позитронной плазме. // Письма в Астрон. журн., 29, 190, 2003.
2. Надёжин Д. К., Юдин А. В. Уравнение состояния в условиях ядерного статистического равновесия. // Письма в Астрон. журн., 30, 697, 2004.
3. Надёжин Д. К., Юдин А. В. Влияние кулоновского взаимодействия на уравнение состояния в условиях ядерного статистического равновесия. // Письма в Астрон. журн., 31, 4, 2005.
4. Юдин А. В., Надёжин Д. К. Приближение нейтринной теплопроводности с учётом рассеяния нейтрино. // Письма в Астрон. журн., 34, 222, 2008.
5. Nadyozhin D.K., Yudin A.V. Equation of state under the conditions of NSE. // 12th Workshop on nuclear astrophysics, Proceedings MPA/P14. Ringberg Castle, Germany, 2004.
6. Nadyozhin D.K., Yudin A.V. Equation of state under the conditions of NSE. // Open Issues in Core Collapse Supernova Theory, Proceedings from the INT Vol. 14., Seattle, USA, 2004.
7. Yudin A.V., Nadyozhin D.K. Equation of state and neutrino signal from collapsing stellar cores. // Nuclei in the Cosmos - IX, Proceedings of Science: PoS (NIC-IX) 197. CERN, Geneva, 2006 г.