

Казахский национальный педагогический университет имени Абая

УДК 524.354

На правах рукописи

НАСИРОВА ДИАНА МАХМУТОВНА

Трехчастичные эффекты в излучении сверхплотных звезд

6D060400 - Физика

Диссертация на соискание ученой степени
доктора философии (PhD) в области физики

Научные консультанты
доктор физ.-мат.наук,
академик Н.Ж. Такибаев,
доктор PhD, профессор
Университета Вупперталь
Г. Боос

Республика Казахстан
Алматы, 2013

СОДЕРЖАНИЕ

НОРМАТИВНЫЕ ССЫЛКИ	3
ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
1 ОБРАЗОВАНИЕ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА СВЕРХПЛОТНЫХ ОБЪЕКТОВ	11
1.1 Эволюция Вселенной и образование звезд.....	11
1.2 Образование и характеристики сверхплотных звезд.....	22
1.3 Строение нейтронных звезд и белых карликов.....	33
1.4 Способы регистрации и особенности излучения сверхплотных звезд.....	41
2 УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА	48
2.1 Свойства вырожденного электронного газа.....	48
2.2 Уравнение состояния вещества в термодинамике.....	51
2.3 Уравнение состояния компактных объектов на примере белых карликов.....	54
2.4 Кристаллическая оболочка нейтронных звезд.....	57
2.5 Реакции электронного захвата	60
3 РЕЗОНАНСЫ В РАССЕЙАНИИ НЕЙТРОНОВ НА СИСТЕМАХ ДВУХ И БОЛЕЕ ЯДЕР	64
3.1 Резонансы Брейта-Вигнера.....	64
3.2 Приближение Борна-Оппенгеймера.....	65
3.3 Модельные задачи квантовой механики трех тел, допускающих точные решения.....	68
3.4 Метод эффективного потенциала в задаче рассеяния легкой частицы на двух тяжелых.....	70
3.5 Решение задачи рассеяния на двух фиксированных центрах.....	73
4 РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ В СВЕРХПЛОТНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ	77
4.1 Характеристики кристаллических структур в оболочках нейтронных звезд.....	77
4.2 Трехчастичные нейтронные резонансы в оболочках сверхплотных звезд.....	80
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	106
БЛАГОДАРНОСТИ	108
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	109
ПРИЛОЖЕНИЯ	115

НОРМАТИВНЫЕ ССЫЛКИ

В настоящей диссертации использованы ссылки на следующие стандарты:

Инструкция по оформлению диссертаций, утвержденная приказом Председателя ВАК МОН РК от 28 сентября 2004 г. №377-3ж. Дата введения – 15.10.2004. Издание третье, дополненное исполненное.

ГОСТ 7.1—84 Система стандартов по информации, библиотечному и издательскому делу. Библиографическое описание документа. Общие требования и правила составления.

ГОСТ 7.9—95 (ИСО 214—76) Система стандартов по информации, библиотечному и издательскому делу. Реферат и аннотация. Общие требования.

ГОСТ 7.12—93 Система стандартов по информации, библиотечному и издательскому делу. Библиографическая запись. Сокращение слов на русском языке. Общие требования и правила.

ГОСТ 7.54—88 Система стандартов по информации, библиотечному и издательскому делу. Представление численных данных о свойствах веществ и материалов в научно-технических документах. Общие требования.

ГОСТ 8.417—81 Государственная система обеспечения единства измерений. Единицы физических величин.

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ

NGC 5253	Галактика в созвездии Центавр
FIRAS	Far Infrared Absolute Spectrophotometer
NASA	National Aeronautics and Space Administration
COBE	Cosmic Background Explorer
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe
Chandra	Космическая рентгеновская обсерватория
WIMPs	Weakly interacting massive particles
ROSAT	Röntgensatellit (космическая рентгеновская обсерватория)
Swift	Орбитальная обсерватория
UVOT	UltraViolet/Optical Telescope
XRT	X-ray Telescope
XMM-Newton	X-ray Multi-Mirror Mission - Newton (космический рентгеновский телескоп)
БК	Белый карлик

ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие астрофизики уделяют много внимания изучению компактных объектов. Их изучение превратилось в одну из самых увлекательных и богатых открытиями областей астрофизики [1]. Потому что это самые интересные астрономические объекты, т.к. им присущи и сильное гравитационное поле, и сверхсильные магнитные поля, и сверхтекучесть, и сверхпроводимость, и сверхвысокие плотности, присущие лишь экзотическим формам вещества [2].

Такой интерес обусловлен загадочностью их строения, колоссальной плотностью и сильнейшими магнитными и гравитационными полями. Материя, из которой состоят нейтронные звезды находится в особом состоянии, которое можно сравнить с огромным атомным ядром, причем эти условия нельзя создать в земных лабораториях [2, с. 65].

Компактными звездами называют астрономические объекты, которые образуются в результате эволюции нормальной звезды и, приобретают аномально высокую плотность и небольшие размеры. Т.е. компактные объекты образуются, когда массивная звезда израсходует запасы своего водородного топлива, и развиваются другие реакции, например, с участием гелия, которые являются более быстрыми и энергопродуктивными. В результате целого ряда событий звезда взрывается ослепительной вспышкой сверхновой, после которой остаётся плотное центральное ядро, окруженное огромной по размерам газовой туманностью. К компактным объектам относятся: нейтронные звезды, белые карлики и черные дыры [3].

Существенным отличием сверхплотных звезд от нормальной звезды является их высокая плотность и, при этом малые размеры. Они имеют намного меньший размер, чем нормальные звезды сравнимой массы.

Интерес к нейтронным звездам обусловлен тем, что их можно рассматривать как природные лаборатории для изучения вещества в экстремальных физических условиях. Они являются самыми компактными звездами во Вселенной: при массе порядка массы Солнца их радиус составляет лишь 10-15 км. В следствие этого плотность вещества в ядрах нейтронных звезд в несколько раз превосходит плотность атомных ядер. На поверхности нейтронной звезды гравитационное ускорение $g \sim 10^{14} \text{ cm s}^{-2}$; гравитационная энергия $U \sim 10^{53} - 10^{54} \text{ erg}$ составляет $\sim 20\%$ от энергии покоя Mc^2 , что делает весьма заметными эффекты общей теории относительности, поэтому наиболее впечатляющие проверки теории относительности в последнее время связаны именно с наблюдениями нейтронных звезд [4].

Но наибольший интерес с точки зрения фундаментальной физики вызывает возможность проверки теоретических моделей сверхплотной материи путем сравнения результатов наблюдений нейронных звезд с предсказаниями, сделанными на основе тех или иных теоретических моделей взаимодействий элементарных частиц [4, с.1].

В 1967 г. открытие радиопульсаров стало крупнейшей вехой в развитии физики и астрономии наряду с открытыми за несколько лет до этого квазарами и реликтовым излучением. В отличие от последних, которые целенаправленно исследовались, прежде чем были обнаружены, пульсары были открыты совершенно случайно, при исследовании межпланетных мерцаний в радиодиапазоне, неожиданно оказавшихся строго периодическими, с сохранением периода [5].

С тех пор наука и техника не стоят на месте. В результате переживаемой человечеством в последние три десятилетия научно-технической революции в астрономии наступила новая эра. Астрономия прежде всего стала "всеволновой", что в огромной степени увеличило ее возможности [6].

Не малое значение имеет исследование взаимосвязи между звездами и межзвездной средой, включающее проблему непрерывного образования звезд из конденсирующейся межзвездной среды. Наличие звезд подчеркивает необратимость процессов эволюции вещества во Вселенной. Ведь звезды в основном излучают за счет необратимого процесса превращения водорода в более тяжелые элементы, прежде всего в гелий. Постоянно накапливающиеся во Вселенной "инертные", т.е. "мертвые" конечные продукты эволюции звезд - белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры также подчеркивают необратимый характер эволюции Вселенной [6, с.10].

В астрономии встречаются огромное разнообразие явлений, проявляющих себя на всех диапазонах длин волн. Рентгеновские звезды, космические мазеры, пульсары, вспыхивающиеся карликовые звезды, планетарные туманности с их удивительными ядрами. Нужно иметь ввиду, что на многие вопросы исчерпывающих ответов пока нет. В этой области наука находится в постоянном движении [6, с.10]. И каждое новое открытие в области физики нейтронных звезд имеет очень большой интерес для ученых.

В настоящей диссертационной работе теоретически описаны структурные нейтронные резонансы, происходящие в сверхплотной кристаллической структуре нейтронных звезд. Также проведен анализ по характеристикам кристаллических структур в оболочках нейтронных звезд.

В первой главе приведены общая характеристика, структура и свойства сверхплотных звезд, а также эволюция Вселенной и образование сверхплотных звезд.

Во второй главе обсуждено уравнение состояния вещества, т.к. в недрах сверхплотных звезд вещество находится в экстремальных условиях. Также описаны свойства вырожденного электронного газа из которого состоят белые карлики и нейтронные звезды. Здесь же дается описание кристаллической оболочки нейтронных звезд. Даны оценки реакций захвата электронов протонами с образованием нейтронов.

В третьей главе дается обзор по нейтронным резонансам. Описаны двухчастичные и трехчастичные взаимодействия.

В четвертой главе даны характеристики кристаллической структуры оболочки нейтронных звезд в случаях когда в узлах решетки находятся ядра

^{13}C , ^{14}N , ^{21}Ne , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S . Также были рассчитаны трехчастичные нейтронные резонансы с ядрами ^{13}C , ^{14}N , ^{21}Ne , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S .

Актуальность темы

Интерес к нейтронным звездам непрерывно растет, так как строение нейтронных звезд дает огромную и ценную информацию для изучения и дает возможность проверки теоретических моделей сверхплотной материи путем сравнения результатов наблюдений нейтронных звезд с предсказаниями, сделанными на основе тех или иных теоретических моделей взаимодействий элементарных частиц. Их изучение в последние десятилетия превратилось в одну из самых увлекательных и богатых открытиями областей астрофизики. Интерес к нейтронным звездам обусловлен не только загадочностью их строения, но и колоссальной плотностью, и сильнейшими магнитными и гравитационными полями. Материя там находится в особом состоянии, напоминающем огромное атомное ядро, и эти условия невозможно воспроизвести в земных лабораториях.

Внутреннее устройство таких звезд для учёных до сих пор представляется не полностью разгаданной загадкой. Одни схемы предполагают простую структуру содержащую тонкую оболочку с нейтронной жидкостью. Другие теории считают строение звезды гораздо сложнее. Согласно их гипотезам, внешняя кора состоит из трех оболочек, отличающихся друг от друга величиной плотности и структурой ядерного вещества. Далее в недрах расположено составное ядро. Внешняя граница ядра состоит из кристаллического слоя железа, под которым простирается область вырожденного вещества. Сама сердцевина предположительно содержит экзотические формы материи: кварк-глюонный конгломерат или пионный конденсат.

Нейтронные звезды хоть и интенсивно изучаются уже около трех десятилетий, их внутренняя структура доподлинно неизвестна. Более того, нет твердой уверенности и в том, что они действительно состоят в основном из нейтронов. С продвижением вглубь звезды давление и плотность увеличиваются и материя может быть настолько сжата, что она распадется на кварки - строительные блоки протонов и нейтронов [10].

Для того, чтобы глубже понять природу нейтронной звезды и экзотической кварковой материи, астрономам необходимо определить соотношение между массой звезды и ее радиусом (средняя плотность). Исследуя нейтронные звезды со спутниками, можно достаточно точно измерить их массу, но определить диаметр - намного труднее. Совсем недавно ученые, используя возможности рентгеновского спутника «ХММ-Ньютон», нашли способ оценки плотности нейтронных звезд, основанный на гравитационном красном смещении.

Необычность нейтронных звезд состоит еще и в том, что при уменьшении массы звезды ее радиус возрастает - в результате наименьший размер имеют наиболее массивные нейтронные звезды [10].

Пульсары считаются одной из ранних стадий жизни нейтронной звезды. Благодаря их изучению ученые узнали и о магнитных полях, и о скорости

вращения, и о дальнейшей судьбе нейтронных звезд. Постоянно наблюдая за поведением пульсара, можно точно установить: сколько энергии он теряет, насколько замедляется, и даже то, когда он прекратит свое существование, замедлившись настолько, что не сможет излучать мощные радиоволны. Эти исследования подтвердили многие теоретические предсказания относительно нейтронных звезд [10].

На сегодняшний день астрономы обнаружили около 2000 нейтронных звезд. Из них более 1 000 являются радиопульсарами, а остальные - просто рентгеновскими источниками. За годы исследований ученые пришли к выводу, что нейтронные звезды - настоящие оригиналы. Одни - очень яркие и спокойные, другие - периодически вспыхивающие и видоизменяющиеся звездотрясениями, третьи - существующие в двойных системах. Эти звезды относятся к самым загадочным и неуловимым астрономическим объектам, соединяющим в себе сильнейшие гравитационные и магнитные поля и экстремальные плотности и энергии. И каждое новое открытие из их жизни дает ученым уникальные сведения, необходимые для понимания природы Материи и эволюции Вселенной [10].

Целью диссертации является анализ явлений происходящих в сверхплотных звездах, способствующих их излучению; описание процессов электронного захвата происходящих в оболочках нейтронных звезд; теоретическое описание трехчастичных взаимодействий, происходящие в оболочках нейтронных звезд.

Задачи исследования. Исследовать резонансные состояния в сверхплотных кристаллических оболочках нейтронных звезд. Анализ и численные оценки кристаллической структуры оболочки нейтронных звезд. Исследовать физические явления во внешней оболочке нейтронных звезд, где работают законы квантовой физики.

Объектами исследования являются нейтронные звезды или как их иначе называют пульсары и их кристаллические структурные особенности, и явления, которые связаны с ними: характеристики излучений, химический состав. Объектами исследования также являются наблюдательные и экспериментальные данные по нейтронным звездам.

Предметом исследования являются процессы и реакции, происходящие в оболочках нейтронных звезд, спектры, интенсивности, сдвиги энергетических порогов реакций и характеристические свойства излучений нейтронных звезд.

Методы исследования. Широко известные методы квантовой теории рассеяния и квантовой физики для теоретического анализа и построения расчетных схем.

Новизна исследования

1. Проведен анализ и дано описание процессов, протекающих в оболочках нейтронных звезд.

2. Исследованы особенности протекания реакций электронного захвата, которые приводят к нейтронизации вещества.

3. Даны характеристики кристаллической структуры оболочки нейтронной звезды в зависимости от элементного состава звезд при различных значениях плотности.

4. Исследованы трехчастичные нейтронные резонансы в оболочках сверхплотных звезд.

Положения, выносимые на защиту

- анализ и оценка процессов, приводящих к образованию сверхплотных объектов, а также анализ явлений, протекающих в оболочках нейтронных звезд.

- особенности протекания реакций электронного захвата в оболочках нейтронных звезд, которые приводят к образованию свободных нейтронов.

- анализ и оценка структуры кристаллической решетки корки нейтронной звезды.

- оценка и анализ результатов по нейтронным резонансным рассеяниям на системах, состоящих из двух тяжелых ядер ^{13}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{21}Ne , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S , фиксированных в узлах кристаллической решетки в сверхплотной оболочке нейтронной звезды.

Теоретическая и практическая значимость исследования.

Исследования имеют фундаментальное значение для ядерной астрофизики и физики нейтронных звезд и весьма актуальны в связи с освоением космического пространства. С практической точки зрения результаты применимы для исследования и анализа излучения нейтронных звезд и создания базы данных по этому явлению.

Личный вклад автора. Весь объем диссертационной работы, выбор методов исследования, аналитические расчеты, а также подбор соответствующей литературы были выполнены автором самостоятельно. Постановка задач и обсуждение результатов проводились совместно с научными руководителями.

Апробация практических результатов. Все результаты, полученные в диссертационной работе представлялись, докладывались и обсуждались на:

– 5-й Международной школе молодых физиков "Космос, наука, нанотехнологии", (2011г., Алматы);

– 8-ой Международной научной конференции "Перспективные технологии, оборудование и аналитические системы для материаловедения и наноматериалов", (2011 г., Алматы);

– II Международной научной конференции «Современные проблемы физики конденсированного состояния, нанотехнологий и наноматериалов» (Сарсембиновские чтения), (2012 г., Алматы);

– International Conference of Nuclear Physics, (2012 г., Samarkand, Uzbekistan)

– 20 International Conference on Few-Body Systems in Physics, (2012 г., Japan);

– Международной научной конференции "Актуальные проблемы современной физики", (2013 г., Алматы).

Публикации. По материалам диссертационной работы опубликовано 16 печатных работ, из которых 1 - в журнале, входящем в базу данных Scopus, 1 - в журнале, входящем в базу данных Thomson Reuters, 1 статья в ведущем журнале, входящий в базу данных РИНЦ, 5 - в журналах, входящих в перечень, рекомендуемый ККСОН МОН РК, 1 – в International Journal of Mathematics and Physics, 7 - в материалах международных конференций в РК и зарубежом.

Связь данной работы с другими научно-исследовательскими работами. Настоящая диссертационная работа выполнялась в соответствии с координационным планом научно-исследовательских работ по следующим программам фундаментальных исследований Министерства образования и науки Республики Казахстан в области естественных наук: "Изучение микроструктуры импульсов излучения нейтронных звезд" (ИПС 15/2012).

Объем и структура диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав и заключения. Работа изложена на 121 страницах компьютерного набора, иллюстрируется 58 рисунками, 10 таблицами, 2 приложениями и содержит список использованных источников.

1 ОБРАЗОВАНИЕ, СТРУКТУРА И СВОЙСТВА СВЕРХПЛОТНЫХ ОБЪЕКТОВ

1.1 Эволюция Вселенной и образование звезд

Принятая на сегодняшний день Стандартная Космологическая Модель строения и эволюции Вселенной основана на общей теории относительности А.Эйнштейна. Модель постулирует, что наша Вселенная образовалась во время изначального, так называемого Большого Взрыва. Около 13 млрд. лет тому назад Вселенная представляла из себя сгусток энергии, который сконцентрирован в одной исходной точке, и, теоретически предполагалось что его размер равен нулю. Иные физические величины, такие как температура, давление, плотность энергии и т.д., в этой точке должны быть бесконечно большими. Такая ситуация называется сингулярностью, и, чтобы хоть немного отступить от нулевого «момента неопределенности», модельное описание взрывоподобного рождения Вселенной начинают с некоторого минимального момента времени после взрыва. Его называют временем Планка - именно М. Планк предложил для него «конструкцию» из скорости света c , постоянной Планка \hbar , гравитационной постоянной G :

$$t_{pl} = \left(\frac{G\hbar}{c^5} \right)^{1/2} \approx 5,4 \cdot 10^{-44} c$$

В момент времени Планка t_{pl} размеры только что рожденной Вселенной не превышают нескольких микрон. Ее температура $T=10^{32} K$ пока настолько высока, что весь мир еще абсолютно симметричен, все известные основные взаимодействия (гравитационное, сильное, слабое и электромагнитное) еще слиты в единую силу, и ни одна из частиц еще не имеет массы. Вселенная представляет собой идеальный газ безмассовых (т.е. виртуальных, еще не материализовавшихся) частиц со средней энергией $E = kT = 10^{28} \text{ эВ}$ состоянии термодинамического равновесия [11].

Немного позже планковского времени произошло первое нарушение всеобщей симметрии, и первоначальная сила разделилась на гравитацию (за нее отвечает частица гравитино) и остальные три взаимодействия, которые пока связаны вместе [11].

В момент, когда с Большого Взрыва прошли примерно $10^{-36} c$ и тепловая энергия снизилась до значения 10^{24} эВ при размерах Вселенной порядка 10 см, симметрия нарушилась и первые из частиц – X - и Y -бозоны - приобрели массы. Но практически сразу они распались на кварки (будущий «материал» для протонов и нейтронов) и лептоны (частицы, участвующие в слабом взаимодействии, - нейтрино, электроны, мюоны, тау, и их античастицы) и таким образом первыми «выпали» из термодинамического равновесия. Итак, на этом этапе сильные (ядерные) взаимодействия заработали отдельно от еще неразделенных электрослабых (электромагнитных и слабых) взаимодействий.

В период $10^{-36} - 10^{-10} c$ Вселенная состояла из смеси пока безмассовых кварков и лептонов, а также фотонов, возникших при взаимной аннигиляции электронов и позитронов, следующего (более легкого) поколения Z - и W -

бозонов, ответственных за слабое взаимодействие, и других гипотетических (суперсимметричных) частиц, например нейтралино. В это время все частицы, включая нейтрино, находились в почти полном равновесии между собой, т.е. рождение частиц балансировалось их аннигиляцией. Вселенная тогда, как и в настоящее время, содержала намного больше фотонов, чем кварков.

Через $10^{-10}c$ Вселенная остыла до температуры $10^{15}K$ и достигла уже более внушительного размера - около миллиарда километров. В этот момент произошло спонтанное нарушение еще одной симметрии, объединявшей слабые и электромагнитные взаимодействия. Теперь все четыре основные взаимодействия стали самостоятельными, безмассовые ранее частицы приобрели свои массы покоя, а из состояния термодинамического равновесия вышли промежуточные бозоны [11].

После $10^{-6}c$, когда средняя энергия упала до $10^9 эВ$ ($T=10^{13}K$, размер Вселенной порядка $10^{11}км$), из кварков начали формироваться мезоны, затем стабильные протоны и относительно стабильные нейтроны. Протоны и нейтроны носят общее название – барионы, поэтому обычную (состоящую из атомов и молекул) материю называют барионной, чтобы отличать ее от небарионной (состоящей из других имеющих массу частиц) материи. При снижении средней энергии до $3 \cdot 10^8 эВ$ должны были приобрести массы гипотетические частицы аксионы, которые могут составлять некоторую часть небарионной материи, а для образования новых барионов уже не хватало энергии, и они начали превращаться в фотоны за счет аннигиляции со своими античастицами. Наш будущий материальный мир спасло то, что число частиц несколько превышало число античастиц и аннигиляция не могла быть полной. Этот небольшой излишек «выживших» барионов и есть вся барионная материя сегодняшней Вселенной. Родившиеся в результате фотоны к настоящему времени остыли до температуры $2.7 K$ и присутствуют во Вселенной в виде космического микроволнового фона или, другими словами, - реликтового излучения, впервые зарегистрированного в 1964 г. Из сравнения их числа с количеством барионов в современной Вселенной следует, что после аннигиляции осталась только одна миллиардная часть от первоначальных барионов [11].

Примерно через $1 c$ после Большого Взрыва ($T=10^{10}K$, размер Вселенной увеличился до $10^{14}км$, другими словами 10 световых лет) плотность частиц снизилась до такого значения ($\approx 1000000 г/см^3$), при котором взаимодействия с участием нейтрино становятся настолько редкими, что они не могут больше находиться в термодинамическом равновесии с другими частицами. Эти нейтрино начинают жить своей независимой жизнью, свободно двигаясь по Вселенной (нейтринное реликтовое излучение). Если нейтрино имеет нулевую массу покоя, то такое излучение должно иметь температуру всего $2 K$, а при ненулевой массе нейтрино, скажем порядка $10 эВ$ ($\approx 2 \cdot 10^{-33} г$), их температура будет выше абсолютного нуля всего на несколько тысячных градуса. По этой причине, а также из-за очень малой вероятности взаимодействия нейтрино с

веществом, нейтринное реликтовое излучение до сих пор не зарегистрировано [11].

Спустя еще через несколько секунд, при энергиях ниже миллиона эВ, перестали образовываться электроны и позитроны. Те же, что уже были, почти полностью уничтожились за счет аннигиляции, оставив в «живых» ровно столько электронов, сколько до этого сохранилось протонов, - чтобы сбалансировать их положительный электрический заряд и оставить Вселенную (как и в самом исходном состоянии) электрически нейтральной.

Через 100 с после Большого Взрыва ($T=10^9\text{ К}$, и размеры Вселенной достигли сотен световых лет) протоны и нейтроны начали сливаться в легчайшие ядра водорода H , дейтерия D , гелия ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и лития ${}^7\text{Li}$ (более тяжелые ядра не могли тогда образоваться из-за отсутствия стабильных ядер с массовыми числами 5 и 8). Кроме водорода, в основном появлялись ядра ${}^4\text{He}$, который с тех пор составляет около 1/4 барионной массы Вселенной; оставшиеся неостребованными лишние нейтроны распались в течение нескольких последующих часов и исчезли вовсе. Этот процесс называется первичным нуклеосинтезом, а относительная распространенность в космосе легчайших ядер, которая с достаточно высокой точностью измеряется сегодня, служит хорошим тестом для проверки модели Большого Взрыва [11].

И только спустя 300 000 лет, когда температура упала до 10000 К и диаметр Вселенной достиг размеров десятков миллионов световых лет (10^{20} км), ядра стали окружаться электронными оболочками и возникли первые легкие атомы водорода и гелия. Так как средняя энергия к тому времени снизилась до нескольких эВ, энергии фотонов уже не хватало для разрушения атомов, и излучение в виде фотонов отделилось от материи, продолжая остывать (именно отсюда отсчитывает свою историю реликтовое излучение). До этого «пробег» фотонов из-за интенсивного взаимодействия с другими частицами, а затем и атомами, был настолько мал, что фотоны были буквально «привязаны» к материи, и Вселенная, если бы на нее кто-то мог взглянуть со стороны, не светила, т.е. была невидимой. Теперь же Вселенная стала прозрачной, или видимой [11].

В момент, когда температура снизилась до 3000 К, гравитационное притяжение между молекулами начало превосходить их взаимное отталкивание за счет теплового движения. Действуя на случайные флуктуации плотности в пространственном распределении молекул (в основном водорода и гелия), гравитация стала стягивать материю, формируя первоначальные крупномасштабные структуры и группирования - протогалактики, на основе которых позднее (через сотни миллионов лет после Взрыва при температуре в сотни К) стали образовываться звезды и звездные скопления - галактики. Изначальные флуктуации плотности сейчас можно детектировать в виде очень небольшой анизотропии (неоднородности) в наблюдаемом угловом распределении реликтового излучения [11].



Рисунок 1 - Эволюция Вселенной [11]

Таблица 1 - Краткая история развития Вселенной

Время	Температура	Состояние Вселенной
$10^{-45} - 10^{-37}$ сек	Более 10^{26} К	Инфляционное расширение
10^{-6} сек	Более 10^{13} К	Появление кварков и электронов
10^{-5} сек	10^{12} К	Образование протонов и нейтронов
10^{-4} сек - 3 мин	$10^{11} - 10^9$ К	Возникновение ядер дейтерия, гелия и лития
400 тыс. лет	4000 К	Образование атомов
15 млн.лет	300 К	Продолжение расширения газового облака
1 млрд. лет	20 К	Зарождение первых звезд и галактик
3 млрд. лет	10 К	Образование тяжелых ядер при взрывах звезд
10-15 млрд. лет	3 К	Появление планет и разумной жизни
10^{14} лет	10^{-2} К	Прекращение процесса рождения звезд
10^{37} лет	10^{-18} К	Истощение энергии всех звезд
10^{40} лет	-20 К	Испарение черных дыр и рождение элементарных частиц
10^{100} лет	$10^{-60} - 10^{-40}$ К	Завершение испарения черных дыр

Полагают, что первые звезды состояли практически только из водорода и гелия в виде горячей плазмы с температурой в центральной части, достаточной для протекания термоядерных реакций, в результате которых образовывались более тяжелые элементы - вплоть до железа. Химические элементы тяжелее железа рождались в результате взрыва сверхновых звезд. Чем больше масса звезды, тем меньше она живет. По мере «выгорания» термоядерного топлива в достаточно массивной звезде (более десяти солнечных масс) силы гравитационного притяжения приводят к схлопыванию звезды - гравитационному коллапсу, когда внешняя часть звезды с огромной скоростью начинает сжиматься в направлении к центру. В результате такого взрыва образуются новые, более компактные объекты в виде нейтронных звезд или черных дыр и выделяется колоссальная энергия, большую часть которой уносят нейтрино. В космическое пространство, как дым после взрыва бомбы, с огромной скоростью разлетается газообразное облако остатков прежней звезды, принося в космос новые химические элементы. Именно отсюда более поздние звездные образования, включая наше Солнце, как и планеты Солнечной системы, получают полный набор элементов таблицы Менделеева [11].

Реликтовое излучение. Что же такое реликтовое излучение? Согласно теории большого Взрыва Вселенная, которая описана выше, возникла приблизительно 14 млрд. лет назад в результате грандиозного взрыва, создавшего пространство и время, всю материю и энергию, которые нас окружают. Новорожденная Вселенная прошла стадию чрезвычайно быстрого расширения, названного инфляцией, которая радикально изменила пейзаж младенческого космоса. До возраста приблизительно 300 тыс. лет Вселенная была кипящим котлом из электронов, протонов, нейтрино и излучения, которые взаимодействовали между собой и составляли единую среду, равномерно заполняющую всю раннюю Вселенную. Общее расширение Вселенной постепенно охлаждало эту среду, и, когда температура упала до значения нескольких тысяч градусов, наступило время для формирования стабильных атомов. Так же в результате расширения первоначальное излучение стало куда менее интенсивным, но не пропало совсем [11].

Реликтовое излучение равномерно заполняет всю Вселенную, и, если мы могли бы видеть микроволны, все небо пылало бы с поразительно одинаковой яркостью во всех направлениях. Эта однородность является одной из главных причин, по которой это излучение считают теплом, оставшимся от Большого Взрыва. Но как может локальный источник создать подобную однородность? Оказывается, этому способствует сам процесс расширения пространства. Чтобы наглядно понять, как это происходит, представьте себе такую большую и очевидную неоднородность, как гора Джомолунгма. Теперь начните мысленно растягивать эту гору в ширину, оставляя высоту неизменной. Если как следует постараться и растянуть ее в ширину, скажем, на миллион километров, то получится почти идеально плоская поверхность - перепад высот в 8 км (высота горы) будет практически незаметен на таком колоссальном масштабе. Именно это и происходит при расширении пространства после большого Взрыва - все

неоднородности сглаживаются. Но возникшие после инфляции крошечные изменения в плотности материи в ранней Вселенной должны были оставить отпечаток на реликтовом излучении в форме температурных колебаний от точки к точке [11].

Реликтовое излучение (или космическое микроволновое фоновое излучение) — космическое электромагнитное излучение с высокой степенью изотропности и со спектром, характерным для абсолютно черного тела с температурой $T \approx 2,725\text{K}$ [9].

Реликтовое излучение было предсказано Г. Гамовым, Р. Альфером и Р. Германом в 1948 году на основе созданной ими первой теории Большого взрыва. Альфер и Герман смогли установить, что температура реликтового излучения должна составлять 5 К, а Гамов дал предсказание в 3 К. Хотя некоторые оценки температуры пространства существовали и до этого, они обладали несколькими недостатками. Во-первых, это были измерения лишь эффективной температуры пространства, не предполагалось, что спектр излучения подчиняется закону Планка. Во-вторых, они были зависимы от нашего особого расположения на краю Галактики и не предполагали, что излучение изотропно. Более того, они бы дали совершенно другие результаты, если бы Земля находилась где-либо в другом месте Вселенной.

Возможность обнаружения реликтового излучения на фоне излучения галактик и звезд в области сантиметровых радиоволн была обоснована расчетами А. Г. Дорошкевича и И. Д. Новикова, выполненными по предложению Я. Б. Зельдовича в 1964 г., т. е. за год до открытия А. Пензиаса и Р. Вилсона [12].

Арно Пензиас и Роберт Вудроу Вильсон в 1965 году построили радиометр Дикке, который они намеревались использовать не для поиска реликтового излучения, а для экспериментов в области радиоастрономии и спутниковых коммуникаций. При калибровке прибора выяснилось, что антенна имеет избыточную температуру в 3,5 К, которую они не могли объяснить. Небольшой шумовой фон не менялся ни от направления, ни от времени работы. Сначала решили, что это шум, свойственный аппаратуре, Радиотелескоп демонтировали, еще и еще раз испытали его. Собрали снова — шум возобновился. После долгих раздумий теоретики пришли к выводу, что это излучение могло быть ничем иным, как постоянным фоном космического радиоизлучения, заполняющего Вселенную ровным потоком. Группы из Принстона и Холмдейла определила, что такая температура антенны была вызвана реликтовым излучением. Астрофизики рассчитали, что шум соответствует температуре, равной примерно 3 градусам Кельвина, и «прослушивается на различных частотах. В 1978 году Пензиас и Вилсон получили Нобелевскую премию за их открытие.

Этот «фотонный газ» равномерно заполняет всю Вселенную. Температура газа фотонов близка к абсолютному нулю — около 3 кельвинов, но энергия, содержащаяся в нем, больше световой энергии, испущенной всеми звездами за время их жизни. На каждый кубический сантиметр пространства Вселенной

приходится приблизительно пятьсот квантов излучения, а полное число фотонов в пределах видимой Вселенной в несколько миллиардов раз больше полного числа частиц вещества, т. е. атомов, ядер, электронов, из которых состоят планеты, звезды и галактики. Это общее фоновое излучение Вселенной называют с легкой руки И. С. Шкловского, реликтовым, т. е. остаточным, представляющим собой остаток, реликт плотного и горячего начального состояния Вселенной.

Предположив, что вещество ранней Вселенной было горячим, Г. Гамов предсказал, что фотоны, которые находились тогда в термодинамическом равновесии с веществом, должны сохраниться в современную эпоху. Эти фотоны и удалось непосредственно обнаружить в 1965 г. Испытав общее расширение и связанное с ним охлаждение, газ фотонов образует сейчас фоновое излучение Вселенной, приходящее к нам равномерно со всех сторон. Квант реликтового излучения не имеет массы покоя, как всякий квант электромагнитного излучения, но обладает энергией, а следовательно, по формуле Эйнштейна $E = mc^2$, и массой, соответствующей этой энергии. Для большинства реликтовых квантов эта масса очень мала: гораздо меньше массы атома водорода — самого распространенного элемента звезд и галактик. Поэтому, несмотря на значительное преобладание по числу частиц, реликтовое излучение уступает звездам и галактикам по вкладу в общую массу Вселенной. В современную эпоху плотность излучения составляет $3 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3$, что приблизительно в тысячу раз меньше усредненной плотности вещества галактик. Но так было не всегда — в далеком прошлом Вселенной фотоны давали главный вклад в ее плотность. Дело в том, что в ходе космологического расширения плотность излучения падает быстрее плотности вещества. В этом процессе убывает не только концентрация фотонов (в том же темпе, что и концентрация частиц), но уменьшается и средняя энергия одного фотона, так как при расширении падает температура газа фотонов.

При дальнейшем расширении Вселенной температура плазмы и излучения падала. Взаимодействие частиц с фотонами уже не успевало за характерное время расширения заметно влиять на спектр излучения. Однако даже при полном отсутствии взаимодействия излучения с веществом в ходе расширения Вселенной чернотельный спектр излучения остаётся чернотельным, уменьшается лишь температура излучения. Пока температура превышала 4000 К, первичное вещество было полностью ионизовано, пробег фотонов от одного акта рассеяния до др. был много меньше горизонта Вселенной. При $T \approx 4000\text{К}$ произошла рекомбинация протонов и электронов, плазма превратилась в смесь нейтральных атомов водорода и гелия, Вселенная стала полностью прозрачной для излучения. В ходе её дальнейшего расширения температура излучения продолжала падать, но чернотельный характер излучения сохранился как реликт, как "память" о раннем периоде эволюции мира. Это излучение обнаружили сначала на волне 7,35 см, а затем и на др. волнах (от 0,6 мм до 50 см).

Ни звёзды и радиогалактики, ни горячий межгалактический газ, ни переизлучение видимого света межзвёздной пылью не могут дать излучения, приближающегося по свойствам к микроволновому фоновому излучению: суммарная энергия этого излучения слишком велика, и спектр его не похож ни на спектр звёзд, ни на спектр радиоисточников. Этим, а также почти полным отсутствием флуктуации интенсивности по небесной сфере (мелкомасштабных угловых флуктуации) доказывается космологическое, реликтовое происхождение микроволнового фонового излучения.

Фоновое излучение изотропно лишь в системе координат, связанной с "разбегающимися" галактиками, в т. н. сопутствующей системе отсчёта (эта система расширяется вместе с Вселенной). В любой другой системе координат интенсивность излучения зависит от направления. Этот факт открывает возможность измерения скорости движения Солнца относительно системы координат, связанной с микроволновым фоновым излучением. Действительно, в силу Доплера, эффекта фотоны, распространяющиеся навстречу движущемуся наблюдателю, имеют более высокую энергию, нежели догоняющие его, несмотря на то, что в системе, связанной с м. ф. и., их энергии равны. Поэтому и температура излучения для такого наблюдателя оказывается зависящей от направления [12].

Дипольная анизотропия реликтового излучения, связанная с движением Солнечной системы относительно поля этого излучения, к настоящему времени твердо установлена: в направлении на созвездие Льва температура реликтового излучения на 3,5 мК превышает среднюю, а в противоположном направлении (созвездие Водолея) на столько же ниже средней. Следовательно, Солнце (вместе с Землёй) движется относительно м. ф. и. со скоростью около 400 км/с по направлению к созвездию Льва. Точность наблюдений столь высока, что экспериментаторы фиксируют скорость движения Земли вокруг Солнца, составляющую 30 км/с. Учёт скорости движения Солнца вокруг центра Галактики позволяет определить скорость движения Галактики относительно фонового излучения. Она составляет ≈ 600 км/с [12].

Спектрофотометр дальнего инфракрасного излучения (FIRAS) установленный на спутнике NASA Cosmic Background Explorer (COBE) выполнил точные измерения спектра реликтового излучения. Эти измерения стали наиболее точными на сегодняшний день измерениями спектра абсолютно черного тела. Наиболее подробную карту реликтового излучения удалось построить в результате работы американского космического аппарата WMAP [12].

Спектр наполняющего Вселенную реликтового излучения соответствует спектру излучения абсолютно черного тела с температурой 2,725 К. Его максимум приходится на частоту 160,4 ГГц, что соответствует длине волны 1,9 мм. Оно изотропно с точностью до 0,001 % — среднеквадратичное отклонение температуры составляет приблизительно 18 мК. Это значение не учитывает дипольную анизотропию (разница между наиболее холодной и горячей областью составляет 6.706 мК), вызванную доплеровским смещением частоты

излучения из-за нашей собственной скорости относительно системы координат, связанной с реликтовым излучением. Дипольная анизотропия соответствует движению Солнечной системы по направлению к созвездию Девы со скоростью ≈ 370 км/с [12].

Темная материя. Темная энергия. Проблема эволюции Вселенной сталкивается и с такой проблемой, как темная энергия и темная материя.

По различным оценкам, количество темной материи в галактиках и скоплениях галактик во Вселенной составляет в 5 или 6 раз больше массы обычной барионной материи (протоны и нейтроны) [13].

Диаграмма ниже иллюстрирует процентное соотношение вещества во Вселенной, спустя 380 000 лет после Большого Взрыва. По данным NASA / СХС / М.Weiss, атомы составляют около 12% всего вещества во Вселенной; протоны - 15%; нейтрино - 10%; и большую часть составляет темная материя, ее количество около 63% [13].

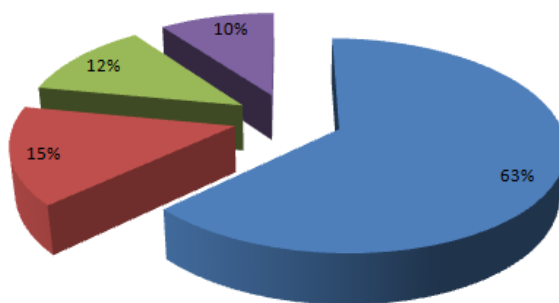


Рисунок 2 - Оценка состава Вселенной после Большого Взрыва [13]

Учитывая, доказательства того, что большая часть материи во Вселенной составляет темная материя, встает вопрос, который является одним из наиболее актуальных вопросов современной астрофизики: Что такое темная материя?

Природа темной материи пока еще неизвестна. Детальные наблюдения космического микроволнового фона со спутников WMAP показывают, что темная материя не может быть в виде барионной материи, то есть в виде протонов и нейтронов, из которых состоят звезды, планеты и межзвездное вещество. За исключением коричневых карликов, красных карликов, белых карликов, нейтронных звезд и черных дыр.

Черные дыры, казалось бы, идеальные кандидаты в темной материи, и они действительно очень темные. Однако черные дыры образуются в результате коллапса массивных звезд [13].

Небарионные кандидаты в темную материю могут быть сгруппированы в три основные категории: горячие, теплые и холодные. Горячая темная материя относится к частицам, таким как известных типов нейтрино, движущиеся почти со скоростью света. Холодная темная материя относится к частицам, которые движутся медленно, в момент, когда догалактические сгустки начали формироваться, и теплая темная материи относится к частицам со скоростью промежуточными между горячей и холодной темной материями [13].

Эта классификация является последствием наблюдений размеров сгустков расширяющейся Вселенной. Горячие частицы темной материи движутся так быстро, что сгустки с массами, сравнимыми с массами галактики быстро расходятся. Отдельные галактики сформировываются позже, как большой кластер размером с облако.

Наблюдения с Chandra показывают, что многие примеры кластеров строятся в результате слияния групп и подгрупп скопления галактик.



Рисунок 3 - Слияние кластера Abel 1689 [13]

Ведущим кандидатом на роль холодной темной материи является WIMPs. WIMPs не описывается так называемой Стандартной моделью элементарных частиц, но попытки построить единую теорию всех элементарных частиц показывают, что существование WIMPs возможно.

Итак, по современным представлениям, исходное вещество во Вселенной, образовавшееся в "первые три минуты" после Большого Взрыва, примерно на 75% состояло из водорода, 25% из гелия и малую примесь составляли дейтерий и тритий. И только спустя несколько миллиардов лет из первичных возмущений стали образовываться галактики и звезды [14, с. 16].

Основными структурными единицами во Вселенной являются Галактики, к ним принадлежит и наша Галактика, в которой находится Солнце. Галактика содержит ~150-200 млрд. звезд [19, с. 58].

Вопрос эволюции звезд, безусловно, принадлежит к числу фундаментальных проблем астрофизики [6, с. 133].

Звёздная эволюция в астрономии - последовательность изменений, которым звезда подвергается в течение её жизни, то есть на протяжении сотен тысяч, миллионов или миллиардов лет, пока она излучает свет и тепло. В течение таких колоссальных промежутков времени изменения оказываются весьма значительными.

Звезда начинает свою жизнь как холодное разреженное облако межзвездного газа, которое сжимается под действием собственного тяготения и постепенно принимающее форму шара. Под действием гравитационных сил из образовавшихся облаков формируется плотный непрозрачный газовый шар, внутреннее давление которого не уравнивает гравитационные силы, сжимающие шар. Со временем он сжимается настолько, что температура звездных недр повышается, и давление горячего газа внутри шара

уравновешивает внешние силы. Сжатие прекращается. Длительность этого процесса зависит от массы звезды и обычно составляет от нескольких миллионов до сотен миллионов лет [6, с. 133].

При сжатии энергия гравитации переходит в тепло, и температура объекта возрастает. Когда температура в центре достигает 15-20 миллионов кельвинов, начинаются термоядерные реакции и сжатие прекращается. Объект становится полноценной звездой. Первая стадия жизни звезды подобна солнечной - в ней доминируют реакции водородного цикла. В таком состоянии он пребывает большую часть своей жизни, находясь на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга-Рассела (см.рис 4), пока не закончатся запасы топлива в его ядре. Когда в центре звезды весь водород превращается в гелий, образуется гелиевое ядро, а термоядерное горение водорода продолжается на его периферии [21].

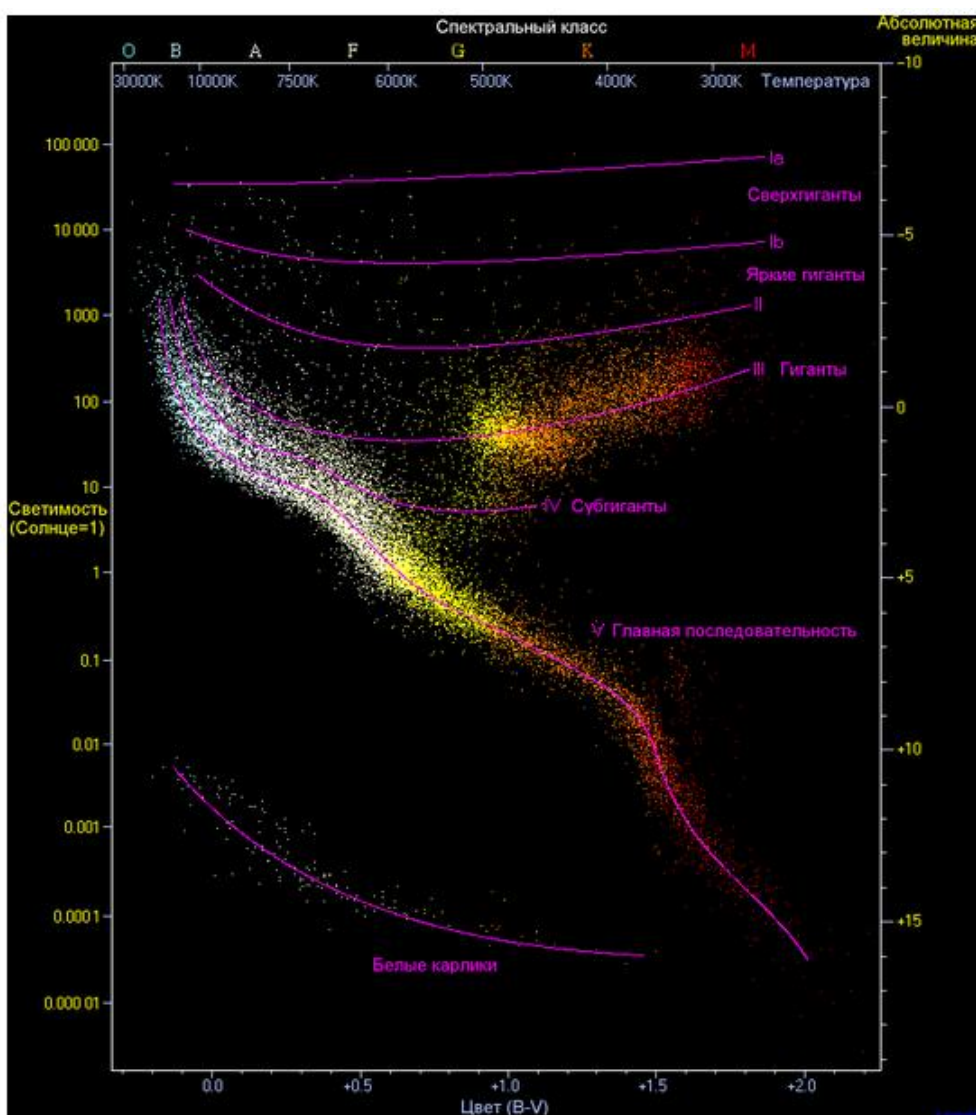


Рисунок 4 - Диаграмма Герцшпрунга-Рассела [21]

Структура звезды в этот период начинает меняться. Её светимость растёт, внешние слои расширяются, а температура поверхности снижается - звезда

становится красным гигантом, которые образуют ветвь на диаграмме Герцшпрунга-Рассела. На этой ветви звезда проводит значительно меньше времени, чем на главной последовательности. В момент, когда накопленная масса гелиевого ядра становится значительной, оно не выдерживает собственного веса и начинает сжиматься; если звезда достаточно массивна, возрастающая при этом температура может вызвать дальнейшее термоядерное превращение гелия в более тяжёлые элементы (гелий - в углерод, углерод - в кислород, кислород - в кремний, и наконец - кремний в железо).

Эволюция звезды начинается в гигантском молекулярном облаке. Большая часть «пустого» пространства в галактике в действительности содержит от 0,1 до 1 молекулы на кубический сантиметр. Молекулярное облако же имеет плотность около миллиона молекул на см^3 . Масса такого облака превышает массу Солнца в 100 000—10 000 000 раз благодаря своему размеру: от 50 до 300 световых лет в поперечнике.

Пока облако свободно вращается вокруг центра родной галактики, ничего не происходит. Однако из-за неоднородности гравитационного поля в нём могут возникнуть возмущения, приводящие к локальным концентрациям массы. Такие возмущения вызывают гравитационный коллапс облака. Один из сценариев, приводящих к этому - столкновение двух облаков. Другим событием, вызывающим коллапс, может быть прохождением облака через плотный рукав спиральной галактики. Также критическим фактором может стать взрыв близлежащей сверхновой звезды, ударная волна которого столкнётся с молекулярным облаком на огромной скорости. Кроме того, возможно столкновение галактик, способное вызвать всплеск звёздообразования, по мере того, как газовые облака в каждой из галактик сжимаются в результате столкновения.

Заключительной стадией развития звезд является образование белого карлика. Это происходит с теми из них, масса которых близка к массе Солнца. Это сопровождается потерей массы, в частности за счет сброса внешних оболочек. В результате от звезды остается только постепенно остывающая центральная часть, в которой полностью прекратились ядерные реакции [22, 25, 26].

1.2 Образование и характеристики сверхплотных звезд

Астрономам известно, что время от времени на небе появляются звезды, ранее не наблюдавшиеся. Однако, такие яркие вспышки бывают редко. В большинстве случаев странные звезды бывают слабыми и редко их можно видеть невооруженным глазом. Давно уже установлено, что новые звезды - это галактические объекты. В максимуме блеска их абсолютная величина достигает значения - 7 и даже ярче. Это означает, что их светимость в десятки и сотни тысячи раз превышает светимость Солнца. Через некоторое время их блеск сильно падает и наконец они "стабилизируются" как карликовые, горячие звезды с очень низкой светимостью. Ежегодно в нашей звездной системе - Галактике - вспыхивает несколько десятков новых звезд, причем только малая

часть их доступна астрономическим наблюдениям, потому что большинство их весьма удалено и скрыто от нас поглощающей свет межзвездной пылевой средой. Одни и те же новые звезды вспыхивают многократно, через довольно значительные промежутки времени. Но необходимо подчеркнуть, что при всей грандиозности явления такой вспышки оно не связано с коренным изменением структуры звезды и тем более ее разрушение. После очередной вспышки звезда возвращается примерно в то же состояние, в котором она пребывала до вспышки [6, с.163].

Однако, астрономы наблюдают неизмеримо более грандиозное явление - взрывы звезд, которые сопровождаются радикальными изменениями их структуры. Но к такому выводу ученые пришли не сразу [6, с.164].

Все началось с того, что 31 августа 1885 г. на старейшей обсерватории, находящейся в городе Тарту, астроном Гартвиг обнаружил новую звезду. Она находилась довольно близко от ядра туманности Андромеды, Звезда имела блеск около 6,5 звездной величины, т.е. ее можно было видеть не имея никаких оптических инструментов [6, с.164].

Из наблюдений Гартвига можно было восстановить кривую блеска (зависимость звездной величины от времени) этой звезды. Например, за две недели до максимума ее блеск соответствовал 9-й звездной величине, в то время как за год до этого на месте этой звезды ничего нельзя было обнаружить - значит она была слабее 15й величины. Начиная с марта следующего, 1886 г. эту звезду уже нельзя было обнаружить даже в самые большие телескопы [6, с.164].

В последние десятилетия в гигантской удаленной звездной системе туманности Андромеды систематически наблюдаются обычные звезды. В максимуме блеска они бывают 1718 звездной величины. Их наблюдается ежегодно несколько десятков - примерно столько же, сколько вспыхивает в нашей Галактике. Это означает, что Новая 1885 г. действительно представляла собой совершенно удивительное явление - она была примерно на 12 величин ярче обычных новых. Это означает, что ее светимость в максимуме блеска была в десятки тысячи раз больше, чем у обычных новых.

Между 1885 и 1920 гг. наблюдалось несколько вспышек ярких новых в ближайших к нам внегалактических туманностях — галактиках. В высшей степени интересной была вспышка такой звезды в июле 1895 г. в туманности NGC 5253. Эта звезда, получившая название Z Центавра, в максимуме блеска имела звездную величину, равную 7,2. Весьма любопытно, что сама галактика NGC 5253 на пять величин (т. е. в 100 раз) слабее. Правда, это карликовая галактика, не чета туманности Андромеды или нашей Галактике, но все же там имеется несколько миллиардов звезд. Значит, одна звезда в течение короткого времени излучала в 100 раз больше, чем миллиарды звезд всей этой галактики. История повторяется: в 1972 г. в той же галактике NGC 5253 вспыхнула другая звезда, блеск которой доходил до 8^m. Эта звезда сыграла выдающуюся роль в развитии наших представлений о природе таких объектов. Ибо в наши дни

техника астрономических наблюдений неизмеримо выше, чем в 1895 г [6, с.165].

Новая звезда в NGC 5253 стала объектом яростной атаки целой армии астрономов, которые тщательно исследовали ее излучение в самых различных участках спектра. Опубликованные результаты привели к значительному прогрессу в понимании природы этих объектов [6, с.165].

Всего за период 1885—1920 гг. было обнаружено в разных галактиках около 10 таких вспышек. Вспышки наблюдались в галактиках самой различной формы — эллиптических, спиральных, неправильных. Уже из этого несовершенного ряда наблюдений можно сделать очень важный вывод: такие феноменальной мощности вспышки происходят чрезвычайно редко. Грубая оценка показывает, что в одной галактике одна вспышка случается в среднем один раз за несколько сотен лет. На основании описанных выше основных наблюдательных данных в 1919 г. известный шведский астроном Лундмарк выдвинул гипотезу, что в галактиках, кроме «обычных новых звезд», частота вспышек которых довольно велика, изредка вспыхивают звезды, светимость которых в максимуме в десятки тысяч раз больше.

В 1934 г. американские астрономы Цвикки и Бааде предложили такие звезды называть «сверхновыми». Термин получил широчайшее распространение и сейчас является общепринятым для обозначения грандиозного явления взрыва звезд [6, с.165].

В результате взрыва звезды, который наблюдается как явление сверхновой, вокруг нее образуется туманность, расширяющаяся с огромной скоростью: как правило, порядка 10 000 км/с. Большая скорость расширения есть главный признак, по которому остатки вспышек сверхновых отличаются от других туманностей, например, планетарных. Последние расширяются с довольно умеренной скоростью, порядка немногих десятков км/с, т. е. примерно с той же скоростью, которую следует ожидать при расширении горячего газа в пустоте. Иное дело остатки сверхновых: здесь все говорит о взрыве огромной мощности, разметавшем наружные слои звезды в разные стороны и сообщившем отдельным кускам выброшенной оболочки огромные скорости. Потом, спустя много сотен и тысяч лет, выброшенные при взрыве облака газа начнут тормозиться окружающей средой, с которой они взаимодействуют, их скорости начнут падать и снизятся до сотен и даже десятков километров в секунду. Еще задолго до этого не останется никаких видимых (т. е. наблюдаемых в оптическом диапазоне) следов взорвавшейся звезды. Но еще долгие тысячелетия и десятки тысяч лет будет существовать весьма своеобразная туманность, образовавшаяся при гигантской космической катастрофе — взрыве звезды. Пройдет, однако, сотня тысяч лет, и следы такой катастрофы в межзвездной среде почти сотрутся: остатки сверхновой полностью растворятся в этой среде [6, с.165].

Важное значение для физики и динамики межзвездной среды имеют взрывы звезд. Это огромное возмущение распространяется вначале с очень большой скоростью, которая постепенно уменьшается. Зона взрыва за

несколько десятков тысяч лет распространяется на гигантскую область межзвездной среды, размеры которой исчисляются десятками парсек. В этой зоне физические условия резко отличаются от «невозмущенных». В ней существует весьма горячая плазма, нагретая до температуры в несколько миллионов кельвинов. Плотность космических лучей и напряженность магнитного поля в области, охваченной таким большим возмущением, значительно больше среднего значения, рассеиваясь в окружающей межзвездной среде, такое возмущение «обогащает» ее космическими лучами и вносит изменение в химический состав межзвездного газа [6, с.209].

Переходя к существующим теоретическим представлениям, касающимся причины взрыва звезд, прежде всего нужно сконцентрировать внимание на возможных источниках энергии. Естественнее всего считать, что таким источником является ядерная энергия [6, с.210].

После «исчерпания» водородного ядерного горючего в центральных областях звезды характер ее эволюции значительно усложняется. Равновесное состояние звезды на конечной стадии ее эволюции зависит от первоначальной массы, которая предполагается неизменной на протяжении всей эволюции. Например, на стадии красного гиганта у реальных звезд наружные слои отделяются, а из внутренних образуется белый карлик.

Более того полезно рассматривать идеализированную модель звезды, которая все время сохраняет свою массу и к тому же не вращается. Можно полагать, что такое упрощенное рассмотрение задачи позволит выявить ряд существенных особенностей заключительной фазы звездной эволюции. Расчеты показывают, что если масса такой «идеализированной» звезды меньше чем $\sim 1,2$ солнечной, то конечным продуктом эволюции являются белые карлики. Для звезд с массой, большей чем $1,2$, но меньшей $\sim 2,5$ солнечной, конфигурация с вырожденным газом уже не является равновесной. Как это было показано еще в 1938 г. американскими физиками-теоретиками Оппенгеймером и Волковым, такая звезда после исчерпания запасов ядерного горючего должна катастрофически сжаться и превратиться в сверхплотный объект размерами около 10 км — в нейтронную звезду. Необходимо, однако, подчеркнуть, что звезды с массой, превышающей некоторый предел, близкий к $2,5$ солнечной массы, в конечном итоге должны катастрофически сжаться в точку (так называемые «черные дыры») [6, с.210].

Таким образом, в зависимости от первоначальной массы идеализированной модели звезды теория предсказывает три типа конечного состояния «мертвых» (т. е. исчерпавших свою энергию) звезд:

- 1) белые карлики,
- 2) нейтронные звезды,
- 3) черные дыры [6, с.210].

Такие звезды в астрофизике принято называть компактными объектами.

Компактные объекты - это конечные продукты звездной эволюции. Основной причиной, по которой определяют, закончит ли звезда свою жизнь как белый карлик, нейтронная звезда или черная дыра, является ее масса [22].



Рисунок 5 - Схема образования сверхплотных объектов [10]

Гравитационный коллапс — катастрофически быстрое сжатие массивных тел под действием гравитационных сил. Гравитационным коллапсом может заканчиваться эволюция звезд с массой свыше трёх солнечных масс. После истощения в таких звёздах материала для термоядерных реакций они теряют свою механическую устойчивость и начинают с увеличивающейся скоростью сжиматься к центру. Если растущее внутреннее давление останавливает гравитационное сжатие, то центральная область звезды становится сверхплотной нейтронной звездой, что может сопровождаться сбросом оболочки и наблюдаться как вспышка сверхновой. Однако если масса звезды превысит предел Оппенгеймера-Волкова, то коллапс продолжается до её превращения в черную дыру.

Сценарий коллапса можно изобразить схематически следующим образом

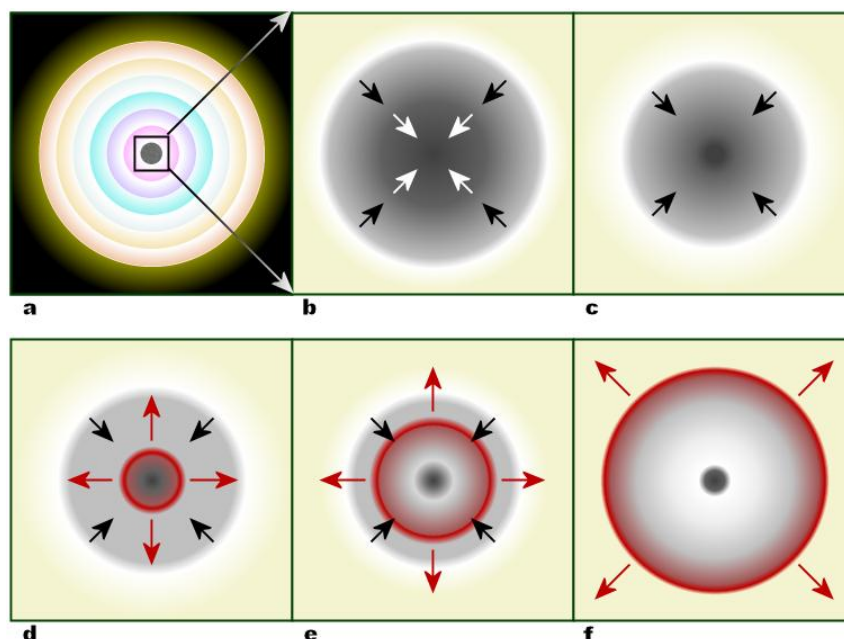


Рисунок 6 - Сценарий коллапса [21]

Комментарии к рисунку. а) Излучающая массивная звезда имеющая многослойную углеродную структуру подвергается синтезу элементов. Инертное ядро формируется в результате синтеза железа и кремния внутри оболочки; б) Ядро, которое состоит в основном из железа, достигая Chandrasekhar mass начинает сжиматься с внешним ядром (черные стрелки), перемещаясь в направлении к центру со сверхзвуковой скоростью и уплотняясь, пока плотное внешнее ядро движется со скоростью меньшей, чем скорость звука (белые стрелки); в) Внутреннее ядро сдавливается и нейтроны под воздействием гравитационных сил превращаются в нейтрино; г) Сжимающееся вещество отскакивает от ядра и формирует распространяющуюся наружу ударную волну (красные стрелки); е) Ударная волна начинает при этом терять скорость. как в случае ядерных процессов с выходом энергии, но, при взаимодействии с нейтрино ударная волна вновь усиливается; ф) Вещество выбрасывается за пределы внутреннего ядра, оставив после себя лишь вырожденный остаток.

Так образуются сверхплотные звезды (компактные объекты), астрономические объекты, которые отличаются от обычных звезд некоторыми фундаментальными признаками. Такие звезды, во первых, в результате израсходования большей части ядерного горючего перестают сопротивляться гравитационному коллапсу за счет термодинамического давления. Давление вырожденных электронов удерживает от коллапса белые карлики, а нейтронные звезды - давление вырожденных нейтронов. А черные дыры, считаются звездами уже сколлапсированными, т.е. это звезды, которые не могут противостоять собственной силе тяготения в результате чего сжимаются до сингулярности [22, с.15].

Еще одной характерной чертой компактных объектов является их чрезвычайно малый размер и при этом большая плотность (вследствие чего и называют сверхплотными звездами). Компактные объекты имеют намного меньший радиус, чем обычные звезды сравнимой массы [22, с.15].

Таблица 2 – Характерные особенности компактных объектов [22, с.16]

Объект	Масса, M	Радиус, R	Средняя плотность, $\rho / \text{см}^3$
Солнце (для сравнения) ¹⁾	M_{\odot}	R_{\odot}	1
Белый карлик	$\leq M_{\odot}$	$\sim 10^{-2} R_{\odot}$	$\leq 10^7$
Нейтронная звезда	$\sim (1 \div 3) M_{\odot}$	$10^{-5} R_{\odot}$	$\leq 10^{15}$
Черная дыра	$\sim 10 M_{\odot}$	$\frac{2GM}{c^2}$	$\sim \frac{M}{R^3}$
¹⁾ $M_{\odot} = 1,989 \cdot 10^{33} \text{ г}$, $R_{\odot} = 6,9599 \cdot 10^{10} \text{ см}$			

Если при взрыве сверхновой звезды сохраняется остаток массы $M > 3M_{\odot}$, то он не может существовать в виде устойчивой нейтронной звезды. Ядерные силы отталкивания на малых расстояниях не в состоянии противостоять дальнейшему гравитационному сжатию звезды. Возникает необычный объект - черная дыра. Черные дыры – звезды полностью сколлапсированы, т.е. это звезды, которые уже не могут противостоять собственной силе тяготения и, следовательно, сжимаются вплоть до сингулярности. Основное свойство черной дыры состоит в том, что никакие сигналы, испускаемые ею, не могут выйти за её пределы и достигнуть внешнего наблюдателя. Черную дыру никакой свет и ничто либо другое покинуть не может, и если не принимать во внимание квантовомеханические эффекты, изолированная черная дыра будет выглядеть «черной» для любого наблюдателя [22, с.17].

Черные дыры можно наблюдать только косвенно, благодаря такому влиянию, которое они оказывают на свое окружение. Например, в некоторых условиях они могут проявлять себя как аperiодические источники рентгеновского излучения, возникающего в результате аккреции газа [22, с.18].

Полный гравитационный коллапс, который ведет к образованию черной дыры, в принципе может произойти по иному, чем прямой коллапс далеко проэволюционировавшей массивной звезды. Например, потому как существует определенное максимальное значение массы, выше которого белый карлик или нейтронная звезда не могут противостоять коллапсу, аккреция газа на любой из этих объектов (в двойной системе) может привести к образованию черной дыры [22, с.18].

Даже если пока и не подтверждены наблюдателями, еще два процесса образования черных дыр были предложены теоретиками. Первый представляет собой сжатие "сверхмассивной звезды", который приводит к образованию "сверхмассивной черной дыры". Такие сверхмассивные звезды оказываются неустойчивыми, когда их плотность достигает определенного критического значения, зависящего от величины массы. Согласно этому, когда сверхмассивная звезда в своем развитии доходит до этой плотности, испытывая лучистое охлаждение и сжатие, она может катастрофическим путем перейти в черную дыру. Таким может быть происхождение сверхмассивных черных дыр с массами $\frac{M}{M_{\odot}} \sim 10^6 - 10^9$, которые предлагаются для объяснения сильнейшей активности, наблюдаемой в квазарах и активных галактических ядрах.

Второй механизм представляет собой образование первичных черных дыр в ранней Вселенной вследствие возмущений в однородном поле фоновой плотности. Так как все черные "мини-дыры" с $M \leq 10^{15} \text{ г}$ должны были излучить свою массу вследствие процесса Хокинга за время меньшее, чем возраст Вселенной, то в настоящее время могут существовать только черные дыры с $M \geq 10^{15} \text{ г}$ [22, с.19].

Астрономические наблюдения могли бы подтвердить идею того, что компактные объекты являются конечными продуктами эволюции звезд. Основываясь на подсчете "погибших" звезд в нашей Галактике с момента

начала звездообразования, можно оценить с некоторой степенью достоверности количество компактных объектов, имеющих в Галактике в настоящее время и затем сравнить это число с наблюдениями [22, с.19].

Такого рода вычисления наиболее подходят в случае белых карликов, так как по белым карликам и планетарным туманностям имеются богатые данные наблюдений. Но подобные оценки для нейтронных звезд или черных дыр являются гораздо менее уверенными. За исключением большей неопределенности в диапазоне масс звезд-предшественников, имеется дополнительная сложность, которая связана с тем, что нейтронные звезды и черные дыры можно наблюдать лишь в течение весьма короткого (по астрономическим масштабам) "активного" периода их существования, когда они проявляются в виде пульсаров или компактных рентгеновских источников [22, с.20].

Классификация нейтронных звезд учитывает такие параметры как:

1) наличие или отсутствие у нейтронной звезды близкого спутника в виде нормальной маломассивной звезды, с которой на нейтронную звезду может перетекать вещество (одиночные нейтронные звёзды и входящие в состав тесной двойной системы) [27];

2) наличие или отсутствие мощного радиоизлучения (радиопульсары и радиотихие нейтронные звёзды);

3) скорость вращения радиопульсара (обыкновенные радиопульсары и миллисекундные радиопульсары) [27];

4) причина отсутствия мощного радиоизлучения, если оно отсутствует (изначально медленно вращающиеся нейтронные звёзды и потухшие радиопульсары) [27];

5) возраст радиопульсара: молодые и старые радиопульсары (старые пульсары, в отличие от молодых, могут очень быстро вращаться, но могут и замедлиться) [27];

6) возможность или невозможность регистрации мощного радиоизлучения радиопульсара из той точки Вселенной, в которой находимся мы (наблюдаемые и ненаблюдаемые радиопульсары; эти категории характеризуют не свойства нейтронной звезды, а только наше положение относительно оси вращения данной звезды);

7) наличие или отсутствие мощного и постоянно пульсирующего рентгеновского излучения (рентгеновские пульсары и прочие нейтронные звёзды; этот параметр связан с первым) [27];

8) наличие или отсутствие редких, но необычайно мощных рентгеновских вспышек (аномальные рентгеновские пульсары, или магнитары, которые противопоставляются обычным рентгеновским пульсарам и прочим нейтронным звёздам) [27];

Радиопульсары - это нейтронные звёзды, с почти идеальной периодичностью испускающие импульсы в радиодиапазоне. Излучение осуществляется в виде двух сравнительно узких лучей со стороны магнитных полюсов, и мы можем зафиксировать это излучение только в том случае, если

находимся на пути одного из этих лучей. Пульсация излучения происходит из-за частичного несовпадения магнитного и вращательного полюсов. Чтобы излучать, звезда должна иметь мощное магнитное поле и быстро вращаться. Среди радиопульсаров различаются обычные и миллисекундные радиопульсары [27].

Обычные радиопульсары характеризуются относительно большим периодом вращения, и наиболее известным из таких объектов является пульсар Крабовидной туманности. Это единственный известный в Нашей Галактике пульсар, связанный с туманностью. Он возник при взрыве сверхновой в 1054 г. и в настоящее время имеет период вращения в 33 миллисекунды, т.е. его частота составляет 30 оборотов в секунду, что очень типично [28].

Соответствующая сверхновая звезда была описана китайцами. Упоминается она также в японских и европейских хрониках [28]. При её взрыве возникла волокнистая туманность, скорость расширения которой хорошо согласуется с временем взрыва сверхновой.

Пульсация характеризуется большим постоянством, хотя из-за траты энергии на излучение вращение пульсара равномерно замедляется [28]. Так, например, пульсар Крабовидной туманности ежегодно увеличивает период пульсации на 13,5 микросекунды [28]. За каждые 100 лет период обращения увеличивается на 1,3 мс и изначально составлял 20 мс [45]. Но иногда вращение пульсаров резко ускоряется: из-за постепенного замедления уменьшается сплюснутость, а это приводит к звёздотрясению, и тогда звезда чуть-чуть сжимается и начинает вращаться быстрее [28].

При изучении пульсаров (и радиопульсаров, и рентгеновских пульсаров) регистрируется также кажущаяся неравномерность, обусловленная теми или иными процессами в межзвёздной и межпланетной среде, а также неравномерностью движения Земли по орбите, т.е. по пульсару можно проверять земные часы, кроме атомных - ещё более точных.

Пульсары обычно окружены туманностями вроде Крабовидной, но могут быть и не видны внутри таких туманностей: не давать излучения в нашем направлении, уйти при взрыве из туманности, слишком быстро вращаться.

В большинстве своём радиопульсарами являются одиночные нейтронные звёзды, хотя примерно 1% их может входить в состав двойных систем. Кроме того, отдельные пульсары могут обладать спутниками иного рода. В 1991 г. у одного из пульсаров (PSR B1257+12) была открыта система из двух-трёх экзопланет, причём речь идёт о планетах меньше Юпитера. Периоды их обращения - 67 суток, 98 суток и 1 год (если третья планета действительно есть). Первые две планеты по удалённости от звезды чуть похожи на Меркурий, третья - на Землю. $67/98=2/3$, т.е. первые две планеты находятся в резонансе, как Нептун и Плутон. Масса первой планеты - 3,4 земной, второй - 2,8 земной. Орбиты почти круговые. Резонанс должен привести к изменению эксцентриситета в ближайшем будущем, что можно будет наблюдать [46, с. 158]. Этот пример показывает, как легко изучаются пульсары из-за того, что периодически посылают к Земле радиоволны. Впрочем в своей заметке 2004 г.

В.Г.Сурдин приводит несколько иные данные о той же планетной системе: периоды - 25, 67 и 98 суток, массы - 0,2, 4,3 и 3,6 земных. Говорится, что было сообщение о четвёртой планете с массой Сатурна и периодом около 170 лет. Значит, сообщение об одной из планет (спорной) не подтвердилось, зато были открыты ещё 1-2 планеты и уточнены данные о массе первых двух планет. Пульсар должен был потерять планеты при взрыве сверхновой. Значит, планеты возникли после взрыва. Предполагается участие в этом процессе другой звезды. У огромного множества других пульсаров ничего подобного найти не удалось, т.е. это нетипичный случай. Правда, у PSR 1620-26 найдена планета-гигант массивнее Юпитера [27].

Двойные радиопульсары - это такие же радиопульсары, но входящие в состав двойной системы. К началу 21 в. были известны только два таких объекта. Они интересны тем, что дают возможность подробно их изучать: измерять массу нейтронных звёзд, наблюдать их прецессию, проверять тонкие эффекты, предсказанные общей теорией относительности (например, излучение гравитационных волн). Наблюдения за первой двойной системой пульсаров (PSR B1913+16) проведены в 1974 г. Тогда было открыто сокращение орбиты этой пары, связанное с излучением гравитационных волн, что подтвердило теорию относительности Эйнштейна. Авторы этой работы, Р.А.Халс и Дж.Х.Тейлор, были в 1993 г. удостоены нобелевской премии по физике. Вторая такая пара - PSR J0737-3039A. Члены её ежедневно сближаются на 7 мм и через 85 миллионов лет должны столкнуться [36].

Скорость вращения пульсаров связана с их возрастом, что позволяет говорить о молодых и старых пульсарах.

Молодые пульсары, как считается, не могут вращаться свыше 60 оборотов в секунду, хотя найден объект с 62 оборотами, причём очень молодой (4000 лет) и к тому же изначально делавший 150 оборотов [27]. И всё-таки рекордсменами в этом отношении являются представители другой категории нейтронных звёзд.

Миллисекундные пульсары - это объекты с особенно большой скоростью вращения. Их противопоставляют обычным пульсарам. Они всегда являются членами тесных двойных систем, и успели раскрутиться до больших скоростей за счёт газа, утекающего со спутника и падающего по спирали [27]. Так, например, известен пульсар со скоростью вращения 667 оборотов в секунду [28]. В литературе упоминается также открытый в 1982 г. пульсар PSR 1937+21 с частотой 642 оборота в секунду. Другие миллисекундные пульсары (а всего их к началу 21 в. было известно порядка 50) характеризуются чуть меньшей скоростью вращения [47, с 43]. Магнитное поле миллисекундных пульсаров значительно слабее, чем у других пульсаров, поэтому энергию вращения они теряют медленно, и время их возможной жизни сопоставимо с возрастом Наблюдаемой Вселенной. Это в свою очередь означает, что миллисекундные пульсары возникают очень редко. Они характерней для шаровых скоплений, где обычная нейтронная звезда может захватить "соседку" [47, с 43].

Миллисекундные пульсары являются старыми пульсарами, хотя не все старые пульсары вращаются быстро. Одиночные старые пульсары, двойные пульсары, а также члены любых широких двойных систем не могут раскручиваться, и вращение их со временем только замедляется. Что же касается членов тесных двойных систем, то они обладают многими интересными особенностями и в том числе часто являются рентгеновскими пульсарами.

Рентгеновские пульсары - это члены тесных двойных систем, в которых второй компаньон является нормальной звездой. С этой нормальной звезды на нейтронную звезду постоянно перетекает вещество, которое разгоняется в мощном гравитационном поле и после удара о поверхность нейтронной звезды светится в рентгеновском диапазоне. Вещество падает по спирали и, кроме того, из-за мощного магнитного поля нейтронной звезды выпадает на поверхность только вблизи магнитных полюсов [47, с 43]. т.к. такое выпадение вряд ли является равномерным и, кроме того, может происходить не точно у полюса вращения (например, при его несовпадении с магнитным полюсом), то вращение звезды приводит к наблюдаемым пульсациям рентгеновского излучения [47, с 43].

Радиотихие нейтронные звезды - это противоположность радиопулсарам. Пульсирующего излучения может не быть из-за изначально медленного вращения звезды (одиночной или в широкой системе), так как в этом случае не возникнет мощного магнитного поля. По той же причине пульсации может не быть у старого пульсара, успевшего в значительной степени "затормозить". Такие бывшие пульсары называются потухшими, и их должно быть примерно в тысячу раз больше, чем "работающих" [47, с 43].

Одиночные нейтронные звёзды, если они не относятся к категории пульсаров (см. ниже), заметить довольно трудно. Но на рубеже тысячелетий одну такую звезду удалось наблюдать. Она быстро двигалась, поглощая по пути межзвёздный газ, в результате чего чуть-чуть светилась в рентгеновском диапазоне. Кроме того, в некоторых остатках сверхновых рентгеновская аппаратура видит точечные источники излучения. Вероятно, это молодые и горячие нейтронные звёзды, не ставшие радиопулсарами [47, с 43].

Пульсации не наблюдаются в радиодиапазоне и в том случае, когда не попадаем в луч пульсара. Радиопулсаров, излучающих "мимо нас", должно быть в 2-3 раза больше, чем "попадающих", но к началу 21 в. их было известно только два. Первый из них - Геминга - необычный гамма-источник в созвездии Лебедя. Второй объект очень похож на первый, но открыт позднее. Оба объекта обладают слабым пульсирующим излучением в рентгеновском и гамма-диапазонах, что, наверное, связано с тем, что в этих диапазонах луч пульсара шире, чем в радиодиапазоне.

Не до конца ясными оказываются процессы, происходящие в нейтронных звёздах. Так, например, одна из таких звёзд (X-1 в Скорпионе) в июне 1999 г. испустила мощные струи раскалённых газов, причём струи не были однородными, а состояли из сгустков, разлетающихся со скоростью около 95%

от скорости света. Выбросу предшествовал всплеск рентгеновского излучения. Через несколько часов сгустки попали в скопления уже остывшего вещества, выброшенного предыдущими взрывами. Особая и не до конца изученная категория нейтронных звёзд - это магнитары (см. магнетары).

Магнитары - это нейтронные звёзды с магнитным полем более мощным, чем любой известный науке объект во Вселенной. Их магнитное поле может быть в 1.000.000.000.000.000 раз мощнее земного [44]. Магнитары отличаются от обычных пульсаров более длинным периодом вращения (например, 8 с), испусканием более мощного рентгеновского излучения, отсутствием радиоизлучения (хотя по теории должны излучать!), смещённостью от центра родительской сверхновой звезды (иногда) и, конечно, редкими, но очень мощными вспышками гамма-излучения. Вероятно, в момент образования магнитары очень быстро вращались вокруг оси, в результате чего возникло мощное самоусиливающееся магнитное поле, которое к настоящему времени притормозило нейтронную звезду [45]. Временами магнитное поле прорывает тонкую твёрдую железную кору звезды, и тогда во время звёздотрясения выделяется много энергии. Мы можем зарегистрировать этот момент, даже если не знаем данную звезду как пульсар (если не попадаем в его луч). Задним числом выяснилось, что первый зафиксированный всплеск гамма-излучения, который обусловлен активностью магнитара, произошёл 5 марта 1979 г. Он был зарегистрирован многими земными и космическими аппаратами, оказался в 100 раз мощнее всех известных ранее всплесков, длился 0,2 с, после чего последовал поток мягкого рентгеновского и гамма-излучения, пульсировавшего с периодом 8 с и затухшего через 3 минуты. Тряслась звезда в Большом Магеллановом облаке [45]. Существование магнитаров было предсказано в 1992 г., а в 1998 г. первый объект подобного рода был открыт [44], по другим данным, это 4-й открытый магнитар [47, с 43]. 27 августа 1998 г. произошёл всплеск гамма- и рентгеновского излучения, который "зашкалил" приборы нескольких искусственных спутников Земли. Всплеск был зарегистрирован также станцией "Near", находившейся вблизи орбиты Марса, и станцией "Ulysses", сближавшейся тогда с орбитой Юпитера. Это, как полагают некоторые авторы, тряслась нейтронная звезда SGR 1900+14 в созвездии Орла в 20 тысячах световых лет от нас [44]. За 5 минут звезда излучила столько энергии, сколько Солнце излучает за 300 лет. И всё-таки приходится напомнить, что причина не всех гамма-всплесков выяснена. В последнее время их вроде бы объясняют взаимодействием ударной волны сверхновой с веществом расширяющейся звёздной оболочки.

1.3 Строение нейтронных звезд и белых карликов

Нейтронные звезды, или, как их иначе называют пульсары, являются одним из типов компактных объектов и их свойства являются не до конца понятыми. Пульсарами называют объекты, которые с чрезвычайной регулярностью испускают излучения в виде импульсов (пульсаций). Объяснения этих пульсаций связывают с быстрым вращением нейтронной

звезды ось вращения которой не совпадает с осью магнитных полюсов. Магнитное поле такой звезды имеет очень большую величину ($10^{12} - 10^{13} \text{ Г}$) так что излучение от звезды может исходить только по направлению магнитных полюсов. Если Земля периодически попадает под такой луч излучения то его регистрирует когда этот луч пересекает местоположение Земли. Считается, что пульсары образовались вследствие взрыва сверхновых, в котором внешние области разлетаются в космическое пространство, а внутренняя часть сдавливается и образует компактный звездный объект в частности нейтронную звезду [25, с. 21].

Существование нейтронных звезд предсказывалось теоретиками еще в 30-х годах. Свое название такие компактные (или сверхплотные) звезды получили из-за того, что предполагалось, что их внутренние слои состоят в основном из нейтронов. Эти нейтроны образуются в твердых оболочках звезды вследствие гигантского гравитационного давления, которое вызывает реакции электронного захвата и образования нейтронов, а также нейтронообогащенные ядра.

Нейтронные звезды имеют очень маленькие размеры – 20- 30 км в диаметре. Массовая плотность ρ вещества в звезде составляет в среднем $\sim 10^{15} \text{ г/см}^3$, что примерно в три раза превышает нормальную ядерную плотность ($\rho_{\text{я}} = 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$)

Экстремальные условия, которые возникают при формировании нейтронной звезды, так сжимают атомы в ее внешних оболочках, что электроны срываются с атомных орбит и образуют вырожденный электронный Ферми-газ. Затем с увеличением давления, т.е. в более глубоких слоях оболочек электроны захватываются ядрами и объединяясь с протонами, образуют нейтроноизбыточные ядра. Еще глубже из таких ядер выделяются ("выпадают") нейтроны и нейтронные капли [22]. Так образуется нейтронная звезда.

В нейтронной звезде выделяют две основные качественно отличительные области, это ядро и оболочка. В свою очередь ядро делится на внешнее и внутреннее, а оболочка на твердую кору и жидкий океан. Такое разделение на четыре существенно отличающиеся области было сделано еще в 1971 году Гинзбургом [48, с.1280].

И по современным представлениям в нейтронной звезде можно выделить несколько слоев: поверхностный слой, внешнюю внутреннюю корку, внешнее и внутреннее (загадочное) ядро. Толщина слоев и плотность в центре звезды зависят от массы звезды и свойств вещества ядра.

Толщина поверхностного слоя не превышает нескольких метров и простирается от поверхности до глубины, где плотность вещества достигает $\sim 10^3 \text{ г/см}^3$. В данном слое вещество это плазма, которое подвержено сильному влиянию магнитных полей ($10^{12} - 10^{13} \text{ Гс}$).

Следующим слоем идет внешняя кора, которая располагается под поверхностью и имеет толщину в несколько сот метров. На ее дне плотность примерно равна $4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$. Вещество состоит из электронов и атомов. Электроны образуют свободный вырожденный газ, схожий с электронным

газом в металлах, т.е. в газе имеются электроны с импульсами от нуля до граничного (максимального) импульса Ферми. Импульс Ферми определяется концентрацией электронов (плотностью) и не зависит от температуры. Это возможно благодаря принципу Паули, который запрещает двум одинаковым фермионам с полуцелым спином пребывать в одном состоянии. К частицам - фермионам относятся электроны и нуклоны (нейтроны и протоны); спин этих частиц равен $1/2$. Вырожденный газ образуется при достаточно высоких плотностях и низких температурах. Он обладает большим давлением даже при нулевой температуре. Во внешней коре основной вклад в давление вносят как раз таки электроны.

Во внешней коре атомы полностью ионизованы давлением электронов и по существу являются атомными ядрами, которые образуют кристалл. При углублении в кору энергия электронов растет. Наиболее быстрые электроны могут захватываться ядрами и превращать протоны ядер в нейтроны: образуются нейтроноизбыточные ядра [25, с. 210].

Внутренняя кора расположена под внешней корой. Ее толщина составляет несколько километров. Внутренняя кора отличается от внешней тем, что в веществе появляются свободные нейтроны: ядра переобогащаются нейтронами и часть из них испускают. Такой процесс называется нейтронизацией вещества. Свободные нейтроны (подобно электронам) образуют вырожденный газ. При углублении в кору число этих свободных нейтронов растет. У дна коры ядра полностью исчезают. Основной вклад в давление вблизи границы с внешней корой вносят электроны, а вблизи границы с ядром звезды - нейтроны. "Нейтронизация" делает вещество более сжимаемым. Нейтроны во внутренней коре оказываются сверхтекучими. Нейтронная сверхтекучесть появляется при огромных температурах, порядка $10^{10} - 10^{11} K$, практически сразу после образования нейтронной звезды.

Ядро расположено под корой и имеет радиус 7-10 км. В свою очередь ядро делят на внешнее и внутреннее ядро.

Внешнее ядро простирается до плотности порядка двух плотностей атомного ядра (средняя плотность самой нейтронной звезды). Этот слой состоит из нейтронов с небольшой примесью электронов и протонов. Вещество здесь схоже с материей в атомных ядрах. Хотя, в атомных ядрах соотношение нейтронов и протонов примерно одинаковое, а в нейтронных звездах нейтронов больше. Все частицы в ядре звезды вырождены.

Внутреннее ядро (загадочное ядро) - это самая непонятная область нейтронной звезды. Плотность вещества здесь как минимум в несколько раз выше ядерной плотности. Основное отличие внешнего и внутреннего ядер состоит в следующем: при переходе из внешнего ядра в загадочное нейтроны, протоны и электроны становятся настолько энергичными, что, сталкиваясь начинают рождать новые частицы, как это обычно бывает при столкновениях быстрых частиц. Но весь вопрос в том, какие частицы рождаются и как они влияют на свойства вещества. Есть предположение, что, в ядре звезды, уже сама ядерная жидкость теряет свои свойства, образуя кварковую или странную

субстанцию, свойства которой еще мало известны [49]. Сверхплотная ядерная жидкость в земных условиях взорвалась бы, подобно ядерной бомбе, но в нейтронной звезде она устойчива благодаря огромному гравитационному давлению.

Из-за того, что гравитационные силы даже на поверхности нейтронной звезды значительно больше земных, внешняя оболочка звезды представляет собой твердую корку толщиной всего около километра. Причем, как отмечалось выше, нейтронные звезды имеют колоссальную плотность, которая в центре звезды может в несколько раз превышать плотность самих атомных ядер. Отметим, что плотность тяжелых атомных ядер составляет в среднем $2.8 \times 10^{17} \text{ кг/м}^3$ [6, с. 254].

Из-за малого радиуса нейтронной звезды сила тяжести на ее поверхности чрезвычайно велика: примерно в 100 млрд. раз выше, чем на Земле. От коллапса эту звезду удерживает «давление вырождения» электронной вырожденной Ферми-жидкости, а в более глубоких слоях нейтронный вырожденный Ферми-газ. Таким образом, нейтронная звезда состоит из плотного странного или кваркового ядра в центре звезды, затем жидкой мантии, в котором преобладают вырожденные нейтроны с примесью вырожденных протонов и электронов; внутренней части оболочки, образованной атомными ядрами, переобогащенными нейтронами; и внешней корки, которая представляет собой сверхплотную кристаллическую решётку, состоящую из ядер, погруженную в вырожденную электронную Ферми-жидкость [6, с. 254].



Рисунок 7 - Строение нейтронной звезды

Нейтронные звезды это не единственные объекты, вещество в которых сжато до плотностей, недостижимых в лаборатории. Еще одной разновидность компактных звезд - это белые карлики [48, с.1280].

В современной теории звёздной эволюции белые карлики рассматриваются как конечный этап эволюции звёзд средней и малой массы (меньше 3-4 масс

Солнца). После того как в центральных областях стареющей звезды выгорит весь водород, её ядро должно сжаться и разогреться. Внешние слои при этом сильно расширяются, эффективная температура светила падает, и оно становится красным гигантом. Образовавшаяся разреженная оболочка звезды очень слабо связана с ядром, она в конце концов рассеивается в пространстве. На месте бывшего красного гиганта остаётся очень горячая и компактная звезда, состоящая в основном из гелия, - белый карлик. Благодаря своей высокой температуре она излучает главным образом в ультрафиолетовом диапазоне и ионизует газ разлетающейся оболочки.

Типичным представителем класса "белых карликов", которые расположены ниже главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга-Рассела является спутник Сириуса, так называемый "Сириус В". Его масса была определена с помощью третьего закона Кеплера, примененного к орбите двойной звезды. Ранние оценки его массы давали значения в диапазоне $0,75-0,95M_{\odot}$. Его светимость была оценена по наблюдаемому потоку излучения и известному расстоянию и оказалась равной примерно $1/360$ светимости Солнца. В 1914 г.У.С. Адамс сделал поразительное открытие, что Сириус В представляет собой белую звезду, которая по спектру не очень сильно отличается от своего "нормального" компаньона - Сириуса А. Приписывая Сириусу В на основе этих спектральных измерений эффективную температуру $8000K$ и используя известное выражение для светимости черного тела: $L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4$, можно было сделать вывод, что радиус R этой звезды составляет $18\ 800$ км [22-23].

Эти странные звезды есть не редкая категория звезд в нашей Галактике. Их в Галактике должно быть по крайней мере несколько миллиардов, а может быть и все десять миллиардов, т.е. 10% всех звезд нашей гигантской звездной системы [6, с.118].

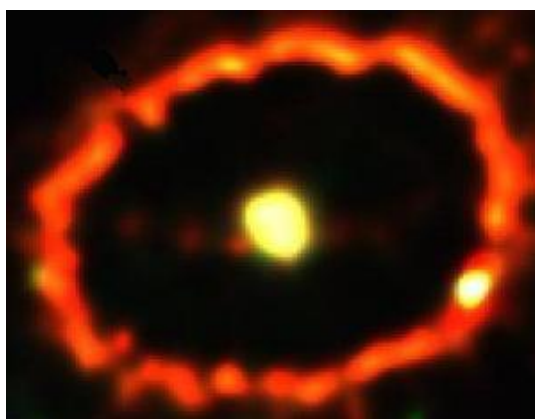


Рисунок 8 - Фотография белого карлика [21]

Основные особенности белых карликов:

- Масса не слишком отличается от массы Солнца при радиусе в сотню раз меньше чем у Солнца. Размеры белых карликов одного порядка с размерами земного шара.

- Огромная средняя плотность, достигающая до $10^6 - 10^7 \text{ г/см}^3$ (до десятка тонн, "запресованных" в кубическом сантиметре)

- Светимость белых карликов очень мала: в сотни тысячи раз меньше солнечной.

Из-за небольшого радиуса белые карлики характеризуются более высокой температурой, чем нормальные звезды, но при этом имеют низкую светимость, с чем и связано их название. Тепловая энергия в твердом центре белого карлика содержится в колебательных движениях ионов, которые при температуре ниже 15000 K образуют кристаллическую решетку. Образно говоря, белые карлики - это гигантские горячие кристаллы.

Упомянув о Сириусе В в своей книге "Внутреннее строение звезды", выдающийся астрофизик Артур Эддингтон заключил, что "мы имеем звезду с массой, равной массе Солнца и радиусом меньше, чем радиус Урана". Он также сообщил в своей книге о выполненных Адамсом измерениях необычного красного смещения нескольких линий в спектре излучения Сириуса В. Используя общую теорию относительности, можно было по измеренному красному смещению сделать вывод о величине отношения $\frac{M}{R}$. Тем самым

определялся радиус Сириуса В, так как масса уже была известна по измерениям орбиты двойной системы. Красные смещения, полученные Адамсом, подтвердили предшествующие оценки R и компактную природу белых карликов. Эддингтон писал в своей книге [105], что "профессор Адамс убил двух птиц одним камнем: он осуществил новую проверку общей теории относительности Эйнштейна и подтвердил наше подозрение, что вещество в 2000 раз более плотное, чем платина, не только возможно, но и действительно присутствует во Вселенной".

Эддингтон [106] утверждал, что белые карлики должны встречаться весьма часто во Вселенной, ибо хотя в то время было твердо установлено существование только трех белых карликов, все три находились очень близко от Солнца. Однако относительно механизма, удерживающего белые карлики от схлопывания, Эддингтон смог только утверждать: "Кажется вероятным, что при столь высоких плотностях обычные газовые законы нарушаются из-за конечных размеров молекул, и я не думаю, что белые карлики ведут себя как идеальный газ" [22, с 49].

Вещество в недрах белых карликов - это очень плотный ионизированный газ. Но из-за огромной плотности его физические свойства сильно отличаются от свойств идеального газа [6, с.118].

При попытке проанализировать условия в недрах белых карликов сталкиваются с очень большой трудностью. Существует связь между массой звезды, ее радиусом и центральной температурой:

$$T_c \approx \frac{\bar{\rho}}{\rho_c} \frac{MG}{AR} \quad (1)$$

Так как последняя величина должна быть обратно пропорциональна радиусу звезды, то температура в центре белого карлика казалось бы должна достигать огромных значений порядка многих сотен миллионов кельвинов. При таких высоких температурах в центре белого карлика должно было выделяться большое количество ядерной энергии. Даже если предположить, что все запасы водородного горючего закончились, то тройная гелиевая реакция должна быть весь эффективной. Энергия, выделяющаяся при ядерных реакциях обязана просачиваться на поверхность и уходить в межзвездное пространство в форме излучения, которое должно было быть исключительно мощным. А между тем светимость белых карликов совершенно ничтожна, на несколько порядков меньше, чем у обычных звезд той же массы [6, с.118]. Как же объяснить этот парадокс?

Прежде всего сильно расхождение между ожидаемой и наблюдаемой светимостью означает, что (1) попросту неприменима к белым карликам. Потому что при выводе этой формулы предполагалось, что звезда находится в состоянии равновесия под действием двух сил: гравитационного и газового давления. Известно, что белые карлики находятся в состоянии гидростатического равновесия. Иначе за короткое время они перестали бы существовать в межзвездном пространстве, если давление превышало бы гравитацию, либо сжались "в точку", если гравитация не была бы скомпенсирована давлением газа. Не приходится также сомневаться в универсальности закона всемирного тяготения: сила гравитации действует повсеместно и она не зависит ни от каких других свойств вещества, кроме его количества. Здесь остается лишь одно объяснение: усомниться в законе Клайперона, которая устанавливает зависимость газового давления от температуры.

Известно, что этот закон справедлив для идеального газа, а вещество недр обычных звезд с достаточной точностью можно считать идеальным газом. А значит, логический вывод состоит в том, что очень плотное вещество недр белых карликов уже не является идеальным газом [6, с.118].

Опять таки есть сомнения, является ли это вещество газом. Может быть это жидкость или твердое тело? В этом можно убедиться. В жидкостях и твердых телах плотно упакованы атомы, которые соприкасаются со своими электронными оболочками, которые имеют не такие уж маленькие размеры: порядка 10^{-8} см. Ближе чем на такое расстояние атомные ядра, в которых сосредоточена практически вся масса атомов, "придвинуться" друг к другу не могут. Отсюда следует, что средняя плотность твердого или жидкого вещества не может значительно превосходить $\sim 20 \text{ г/см}^3$. Тот факт, что средняя плотность вещества в белых карликах может быть в десятки тысяч раз больше, означает, что ядра там находятся друг от друга на расстояниях, значительно меньших 10^{-8} см. Отсюда следует, что электронные оболочки атомов как бы "раздавлены" и ядра отделены от электронов. В этом смысле можно говорить о веществе недр

белых карликов как об очень плотной плазме. Но плазма - это прежде всего газ, т.е. такое состояние вещества, когда расстояние между образующими его частицами значительно превышает размеры последних. В нашем случае расстояние между ядрами не меньше чем $\sim 10^{-10}$ см, в то время как размеры ядер ничтожно малы - порядка 10^{-12} см. Итак, вещество недр белых карликов - это очень плотный ионизованный газ, но из-за огромной плотности его физические свойства резко отличаются от свойств идеального газа.

Таким образом, белые карлики проэволюционировавшие звезды с массой не превышающей предел Чандрасекхара $M_{ch} = 1.4M_{\odot}$ (максимальная масса, при которой звезда может существовать как белый карлик). Белые карлики представляют собой компактные звезды с массами, сравнимыми с массами Солнца; радиусы большинства белых карликов сравнимы с радиусом Земли. Средняя плотность этих звезд составляет порядка $10^6 - 10^8$ г/см³, что почти в миллион раз выше плотности обычных звезд. При таких плотностях электронные оболочки атомов разрушаются, и вещество представляет собой электронно-ядерную плазму, причём её электронная составляющая представляет собой вырожденный электронный газ. Ядерные реакции внутри белого карлика не идут, а свечение связано с его медленным остыванием. Из-за высокой плотности внутри белого карлика не существует атомно-молекулярной материи, а вместо нее существует только электронно-ядерная плазма. Обычную звезду удерживает от гравитационного коллапса давление ее вещества и света, исходящего из ядра; давление возникает благодаря высокой плотности и температуре звездного вещества [6, с.119].

Отличительные свойства ионизованного газа при сверхвысоких плотностях определяются вырождением. Такое явление объясняется только в рамках квантовой механики. Для того, чтобы понять суть эффекта, необходимо немного остановиться на особенностях движения электронов в атоме, которые описываются законами квантовой механики. Состояние каждого электрона в атомной системе определяется заданием квантовых чисел. Эти числа суть *главное* квантовое число n - определяет энергию электрона в атоме; квантовое число l - дает значение орбитального вращательного момента электрона; квантовое число m - дает значение проекции этого момента на физически выделенное направление (например, направление магнитного поля), и, наконец, квантовое число s , которое дает значение собственного вращательного момента электрона (спин). Фундаментальным законом квантовой механики является принцип Паули, запрещающий для любой квантовой системы (например, сложного атома) двум каким либо электронам иметь все квантовые числа одинаковыми. Понять этот принцип можно на примере простой полуклассической боровской модели атома. Совокупность трех квантовых чисел (кроме спина) определяет орбиту электрона в атоме. Принцип Паули, применительно к этой модели атома, запрещает находиться на одной и той же квантовой орбите более чем двум электронам. Если на такой орбите находятся два электрона, то у них должны быть противоположно ориентированные спины. Это означает, что хотя три квантовых числа у таких электронов могут

совпадать, квантовые числа, характеризующие спины электронов, должны отличаться [6, с.119].

Принцип Паули имеет огромное значение для всей атомной физики. например, только на основе этого принципа можно понять все особенности периодической системы элементов Менделеева. Принцип Паули имеет универсальное значение и применяется ко всем квантовым системам, состоящим из большого числа тождественных частиц [6, с.120].

В применении к сложным, многоэлектронным атомам принцип Паули позволяет понять, почему у них электроны с минимальными энергиями не "ссыпались" на самые "глубокие" орбиты. Иными словами он дает ключ к пониманию строения атома. Точно также обстоит дело и в случае электронов в металле, и в случае вещества недр белых карликов [6, с.120].

Вещество недр белых карликов отличается высокой прозрачностью и теплопроводностью. Хорошая прозрачность этого вещества объясняется принципом Паули. Ведь поглощение света в веществе связано с изменением состояния электронов, обусловленном их переходами с одной орбиты на другую. Но если подавляющее большинство орбит в вырожденном газе "занято", то такие переходы весьма затруднены. Только очень немногие, особенно быстрые электроны в плазме белого карлика могут поглощать кванты излучения. Теплопроводность вырожденного газа велика - тому примером служат обыкновенные металлы. По причине очень высокой прозрачности и теплопроводности в веществе белого карлика не могут возникать большие перепады температуры. Почти весь перепад температуры, если двигаться от поверхности белого карлика к его центру, происходит в очень тонком наружном слое вещества, который находится в невырожденном состоянии вещества. В этом слое, толщина которого порядка 1% от радиуса, температура возрастает от нескольких тысяч кельвинов на поверхности примерно до десяти млн.кельвинов, а затем вплоть до центра звезды почти не меняется [6, с.120; 41].

Белые карлики хотя и слабо, но все-таки излучают. Что является источником энергии этого излучения? Водорода - основного ядерного горючего в недрах белых карликов нет практически. Он почти весь выгорел на стадиях эволюции звезды, предшествовавших стадии белого карлика. Но, с другой стороны, спектроскопические наблюдения указывают на то, что в самых наружных слоях белых карликов водород имеется. Он либо не успел выгореть, либо (что более вероятно) попал туда из межзвездной среды. Не исключено, что источником энергии белых карликов могут быть водородные ядерные реакции, происходящие в очень тонком сферическом слое на границе плотного вырожденного вещества их недр и атмосферы [6, с.120; 41].

1.4 Способы регистрации и особенности излучения

Из трех видов "продуктов" заключительного этапа эволюции звезд (белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры) первыми были обнаружены белые карлики [6, с.222].

По другому сложилась ситуация с нейтронными звездами. Они были предсказаны теоретиками в 30х годах прошлого столетия, до того как их реально обнаружили астрономы. Нейтронные звезды очень трудно обнаружить астрономическими наблюдениями. Если размер космического тела всего лишь 10 км, то даже при расстоянии до него, равном расстоянию до ближайших звезд (~10 световых лет), его нельзя обнаружить, пользуясь самыми мощными телескопами.

Начиная с 1967 г. ситуация с возможностью наблюдений нейтронных звезд резко изменилась. Возникновение рентгеновской астрономии ознаменовало собой новый этап в многолетних поисках возможностей обнаружить нейтронные звезды и тем самым доказать реальность их существования [6, с.223].

В 1967 г. на радиотелескопе в Кембридже (Великобритания) были открыты первые пульсары. Астрономы заметили, что при исследовании определенного участка неба приемник регистрирует радиоимпульсы, повторяющиеся с интервалом чуть больше одной секунды. До тех пор во Вселенной не наблюдалось ни одного источника излучения такой быстрой и правильной переменности. Сначала наблюдатели предположили, что это какие-то земные сигналы. Однако вскоре они убедились, что импульсы приходят из-за границ Солнечной системы. И опять похожий источник обнаружился в совершенно другой области неба, затем - ещё два, и теперь уже никто не сомневался, что импульсы имеют естественное происхождение. Но каково оно, всё равно оставалось загадкой [10].

Труднее всего оказалось объяснить быструю переменность этих источников. Период (интервал между импульсами) самой быстропеременной звезды, известной до тех пор, был равен 70 с, в то время как у некоторых пульсаров он не превышает нескольких тысячных долей секунды [10].

По характеру излучения нетрудно приближённо определить максимально возможные размеры области пространства, из которой оно испускается. Лучи от дальних участков этой области поступают к земному наблюдателю позже, чем с её ближней границы. Поэтому мгновенный импульс излучения для наблюдателя выглядит протяжённым по времени.

Исследование переменности излучения пульсаров показало, что размеры излучающих областей в данном случае не превышают нескольких десятков километров. Это мало даже по земным масштабам. Во Вселенной же чаще приходится иметь дело с куда более грандиозными расстояниями.

Если излучение столь компактных объектов, большая часть которых к тому же значительно удалена от нас, регистрируется на Земле, значит, оно невероятно интенсивно [10].

Изучая распределение пульсаров по небесной сфере, учёные установили, что они чаще всего встречаются вблизи плоскости Млечного Пути, а следовательно, являются членами нашей Галактики. Когда было открыто достаточно много пульсаров, оказалось, что некоторые из них находятся в остатках вспышек сверхновых звёзд. Наиболее известен пульсар с периодом

0,033 с в Крабовидной туманности - расширяющейся газовой оболочке, возникшей после взрыва сверхновой в 1054 г. В январе 1969 г. этот источник радиоизлучения был отождествлён со слабой звёздочкой, изменяющей свой блеск с тем же периодом. В 1977 г. со звездой удалось отождествить ещё один пульсар - на сей раз в остатке сверхновой в созвездии Паруса. У этих источников были зарегистрированы также рентгеновские и гамма-импульсы. Большинство же пульсаров, кроме радиоимпульсов, никакого излучения не посылали [28].

Всё это навело учёных на следующую мысль: какова бы ни была природа пульсаров, они связаны со взрывами сверхновых звёзд. Молодые пульсары имеют короткие периоды, излучают в основном в рентгеновском и гамма-диапазоне. На радиоволны приходится меньше стотысячной доли всей излучаемой энергии. Кроме того, возле молодого пульсара сохраняются остатки разлетающейся оболочки взорвавшейся звезды. По мере старения пульсара промежутки между импульсами увеличиваются, а излучение слабеет, причём максимум его сдвигается в радиодиапазон. Начиная с некоторого возраста пульсары перестают излучать, поэтому источников с периодами больше нескольких секунд не обнаружено [28].

Каким же образом пульсары излучают электромагнитные волны? При сжатии звезды увеличивается не только её плотность. Согласно закону сохранения момента количества движения, с уменьшением радиуса звезды растёт скорость её вращения. При коллапсе огромной массивной звезды до размеров порядка нескольких десятков километров период вращения уменьшается до сотых и даже тысячных долей секунды, т. е. до характерных периодов переменности пульсаров. Помимо этого сильно уплотняется и магнитное поле звезды [28].

На поверхности нейтронной звезды, где нет такого большого давления, нейтроны могут опять распадаться на протоны и электроны. Сильное магнитное поле разгоняет лёгкие электроны до скоростей, близких к скорости света, и выбрасывает их в околозвёздное пространство. Заряженные частицы движутся только вдоль магнитных силовых линий, поэтому электроны покидают звезду именно от её магнитных полюсов, где силовые линии выходят наружу.



Рисунок 9 - Испускание излучения нейтронной звездой [28]

Перемещаясь вдоль силовых линий, электроны испускают излучение в направлении своего движения. Это излучение представляет собой два узких пучка электромагнитных волн. Если магнитная ось звезды (так же, как и Земли) не совпадает с осью вращения, то пучки излучения будут вращаться с периодом, равным периоду вращения звезды. Мы наблюдаем это излучение в том случае, когда, описывая окружность в пространстве, лучи пробегают по земной поверхности [6].

В настоящее время существует множество телескопов для исследования природы таких излучений. Один из наиболее крупный проект, который был запущен NASA 23 июля 1999 года - Chandra X-ray Observatory (рентгеновская орбитальная обсерватория "Чандра"), названа в честь американского физика и астрофизика индийского происхождения Субмарьяна Чандрасекхара, который был известен своими работами о белых карликах.



Рисунок 10 - Космическая рентгеновская обсерватория "Чандра"

Чандра - третья обсерватория из четырех запущенных NASA в конце XX начале XXI века. Она была специально разработана для обнаружения рентгеновского излучения при взрывах звезд, также для изучения скоплений Галактик и материи вокруг черных дыр.

Обсерватория была задумана и предложена NASA в 1976 году Р.Джаккони и Х. Тананбаумом как развитие запускаемой в то время обсерватории HEAO-2 (Эйнштейн). В 1992 году, дизайн обсерватории был значительно изменен - были убраны 4 из 12 запланированных рентгеновских зеркала и 2 из 6 запланированных фокальных приборов [13].

Взлётная масса AXAF/Чандра (Advanced X-ray Astrophysics Facility) составлял 22 753 кг, что до сих пор является абсолютным рекордом массы, когда-либо выведенной в космос космическим челноком Шаттл. Основную массу комплекса «Чандра» составляла ракета, позволившая вывести спутник на орбиту, апогей которой составляет приблизительно треть расстояния до Луны.

Обсерватория "Чандра" состоит из камера высокого разрешения (HRC) имеет широкое поле зрения и высокое угловое разрешение. Прибор является развитием регистрирующего детектора, работающего на обсерватории HEAO-2. Угловое (пространственное) разрешение инструмента составляет около 0,2 угловой секунды, что немного лучше, чем качество изображения, создаваемое рентгеновскими зеркалами обсерватории (0,3—0,4 угловой секунды). Дополнительным преимуществом приемника HRC является его способность

регистрировать большое количество фотонов в секунду, что очень важно для наблюдения неярких объектов, таких как черные дыры или нейтронные звезды в нашей Галактике [13].

Спектрометры (ACIS, AXAF CCD Imaging Spectrometer) предназначены для построения изображений рентгеновских объектов с одновременным определением энергии каждого фотона. Принцип работы спектрометров основан на приборах с зарядовой связью (ПЗС, CCD). Приборы являются развитием ПЗС-фотометров, разработанных в Массачусетском технологическом институте и впервые запущенных в японской обсерватории ASCA.

Для получения спектроскопии высокого разрешения на обсерватории используются дифракционные решетки, отклоняющие рентгеновские лучи на разные углы в зависимости от их энергии. Отклонённые рентгеновские лучи затем регистрируются детекторами HRC-S. Высокое энергетическое разрешение, достигаемое при помощи дифракционных решёток, позволяет в деталях исследовать, например, свойства межзвёздной среды в нашей и других галактиках.

Swift - орбитальная обсерватория, совместный проект США, Италии и Великобритании. Предназначена для регистрации и наблюдения космических гамма-всплесков. Запущена 20 ноября 2004 года с космодрома Мыс Канаверал с помощью ракеты-носителя Дельта-27320-10. Ориентация и быстрые развороты спутника выполняются с помощью гиродинов [50].

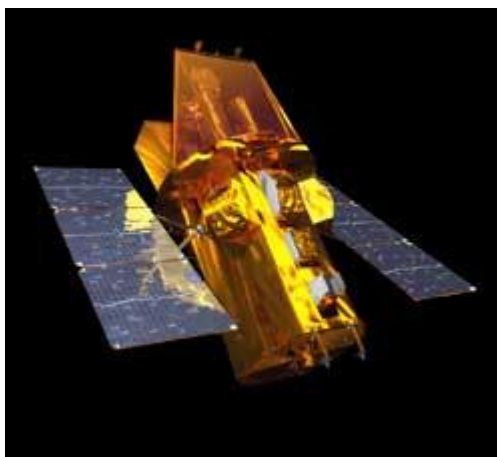


Рисунок 11 - Компьютерная модель Swift [50]

На борту Swift находятся всего три основных научных инструмента. Это BAT (Burst Alert Telescope) - монитор гамма-всплесков, предназначен для обнаружения и определения координат гамма-всплесков. Монитор работает в рентгеновском диапазоне 15-150 кэВ. Мультидетектор площадью 5200 см² состоит из массива 32 768 отдельных полупроводниковых детекторов из теллурида кадмия цинка (CdZnTe). Благодаря использованию кодирующей апертурной маски из 52 000 свинцовых элементов, перекрывающей поле зрения, достигается высокое угловое разрешение гамма-телескопа (17 угловых

минут). Обозреваемый телесный угол 60×100 , или около 1,4 стерadians ($\sim 1/9$ от всей небесной сферы) [50].

XRT (X-ray Telescope) - рентгеновский телескоп, предназначен для определения спектра гамма-всплесков и получения их изображения в рентгеновском диапазоне 0,3-10 кэВ.

UVOT (UltraViolet/Optical Telescope) - ультрафиолетовый/оптический телескоп, предназначен для получения изображения и спектральных характеристик гамма-всплесков, работает в диапазоне длин волн 170—650 нм. Диаметр зеркала телескопа составляет 0,3 м [50].

XMM-Newton (англ. X-ray Multi-Mirror Mission рентгеновская многозеркальная миссия) - космический рентгеновский телескоп, созданный Европейским Космическим Агентством совместно с NASA. Обсерватория была запущена на орбиту 10 декабря 1999 года с помощью ракеты-носителя Ариан-5. Аппарат весит 3800 кг и имеет длину 10 м. На его борту размещены три рентгеновских телескопа, разработанных Media Lario в Италии, каждый из которых имеет 58 концентрических зеркал Вольтеровского типа. Обсерватория также оборудована тремя фотон-регистрирующими камерами (англ. European Photon Imaging Cameras - EPIC), которые способны улавливать излучение от 0,2 КэВ до 12 КэВ [51].



Рисунок 12 - Космический рентгеновский телескоп XMM-Newton [51]

Еще одна крупная разработка, космическая обсерватория для обнаружения рентгеновского излучения это Rosat (сокращение от нем. Röntgensatellit) - это германская космическая рентгеновская обсерватория. Названа в честь Вильгельма Рентгена. Запуск состоялся 1 июня 1990 при помощи ракеты Дельта-2 с мыса Канаверал. Обсерватория работала до 12 февраля 1999. Является совместным астрофизическим проектом Германии, США и Англии. На борту спутника находился созданный в Германии рентгеновский телескоп с возможностью получения изображений (X-ray Telescope, XRT), в фокальной плоскости которого находилось 3 прибора: два германских позиционно-чувствительных пропорциональных счётчика (Position

Sensitive Proportional Counters, PSPC) и американский прибор получения высококачественных изображений (High Resolution Imager, HRI) [52].

Уникальными особенностями ROSAT было высокое пространственное разрешение, получение изображений в мягком рентгеновском диапазоне. Спутник ROSAT использовал стабилизацию по трём осям и мог делать как точечные наблюдения, так и проводить круговое сканирование в плоскости, перпендикулярной эклиптике [52].



Рисунок 13 - Космическая рентгеновская обсерватория ROSAT [52]

Миссия ROSAT разделена на три фазы:

1. Двухмесячная калибровка и проверка на орбите;
2. Шестимесячное наблюдение всей небесной сферы в рентгеновских лучах при помощи PSPC, находящегося в фокусе XRT, и в двух ультрафиолетовых диапазонах (XUV bands) при помощи WFC. Наблюдения проводились в сканирующем режиме.

Последняя фаза продолжалась до окончания миссии и была посвящена точечным наблюдениям [52].

2 УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

2.1 Свойства вырожденного электронного газа

Компактные объекты (белые карлики и нейтронные звезды) состоят из вырожденного электронного Ферми-газа, в котором электроны распределены по различным квантовым состояниям в силу принципа Паули (два и более тождественных фермиона не могут одновременно находиться в одном квантовом состоянии), и полная энергия газа имеет наименьшее значение. Явление вырождения можно объяснить только в рамках квантовой механики, поэтому для понятия сути этого явления рассмотрим уравнение Шредингера.

Вид гамильтониана свободной частицы устанавливается общими требованиями, которые связаны с однородностью и изотропией пространства и принципом относительности Галилея. В классической механике эти требования приводят к $E = \frac{p^2}{2m}$, E - энергия частицы, p - импульс, m - масса частицы. В квантовой механике те же требования приводят к аналогичному соотношению для собственных значений энергии и импульса - одновременно измеримых сохраняющихся величин [53, с.73].

Для того, чтобы соотношение $E = \frac{p^2}{2m}$ было справедливо для всех собственных значений энергии и импульса, оно должно быть справедливым и для их операторов:

$$H = \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \quad (2)$$

Подставив сюда значения $p_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$, $p_y = -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}$ и $p_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}$, получим гамильтониан свободно движущейся частицы в виде

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \quad (3)$$

здесь $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа.

Гамильтониан системы невзаимодействующих частиц равен сумме гамильтонианов каждой из них:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_a \frac{1}{m_a} \Delta_a \quad (4)$$

где индекс a - нумерация частицы; Δ_a - оператор Лапласа, в котором дифференцирование происходит в a -й частицы.

Взаимодействие частицы в квантовой механике описывается прибавлением функции координат частиц $U(r_1, r_2, \dots)$ к гамильтониану системы:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_a \frac{\Delta_a}{m_a} + U(r_1, r_2, \dots) \quad (5)$$

В данном выражении первый член можно рассматривать как оператор кинетической энергии, а второй - как оператор потенциальной энергии. Гамильтониан одной частицы, который находится во внешнем поле равняется

$$H = \frac{p^2}{2m} + U(x, y, z) = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(x, y, z) \quad (6)$$

Подстановка выражений (2-6) в $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi$ дает волновые уравнения для соответствующих систем. Отсюда можно выписать волновое уравнение для частицы во внешнем поле:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U(x, y, z) \Psi \quad (7)$$

Уравнение $H\Psi = E\Psi$, которое определяет стационарные состояния принимает вид

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + [E - U(x, y, z)] \Psi = 0 \quad (8)$$

Уравнения (7-8) были установлены Эрвином Шредингером в 1926 г. и называются уравнениями Шредингера [53, с.75].

(8) уравнение для свободной частицы имеет вид

$$\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + E\Psi = 0 \quad (9)$$

Последнее выражение имеет конечные во всем пространстве решения при любом положительном значении энергии E . Для состояний с определенными направлениями движения этими решениями являются собственные функции оператора импульса, причем $E = \frac{p^2}{2m}$. Волновые функции таких стационарных состояний, зависящие от времени имеют вид

$$\Psi = \text{const} \cdot e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - pr)} \quad (10)$$

Каждая такая волна это плоская волна, которая описывает состояние, в котором частица обладает определенными энергией E и импульсом p . Частота этой волны равна $\frac{E}{\hbar}$, а ее волновой вектор $k = \frac{p}{\hbar}$ (соответствующая длина волны

$\lambda = \frac{2\pi\hbar}{p}$ - де-бройлевская длина волны частицы) [53, с.75].

Энергетический спектр свободно движущейся частицы оказывается, таким образом, непрерывным, простираясь от 0 до $+\infty$. Каждое из этих значений (за исключением $E = 0$) вырождено, причем вырождение - бесконечной кратности. И, на самом деле, каждому отличному от нуля значению E соответствует бесконечное множество собственных функций (10), которые отличаются направлениями вектора p при одинаковой его абсолютной величине [Ландау (кв.мех), с.75].

Для примера одномерного движения рассмотрим движение в прямоугольной потенциальной яме, изображенной на рис.14.

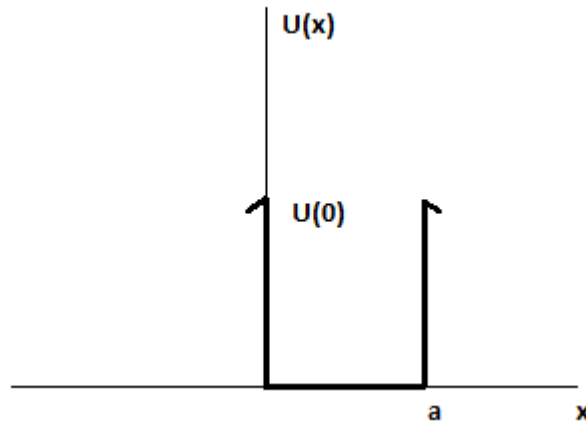


Рисунок 14 - Схема прямоугольной потенциальной ямы

Нас будут интересовать состояния финитного движения (движение в ограниченной области пространства), относящиеся к дискретному спектру энергии $0 < E < U_0$ [53, с.84].

В области $0 < x < a$ имеем уравнение Шредингера

$$\psi'' + k^2 \psi = 0, \text{ где } k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE} \quad (11)$$

(штрих обозначает дифференцирование по x), а в области вне ямы

$$\psi'' - \kappa^2 \psi = 0, \text{ где } \kappa = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \quad (12)$$

При $x=0$ и $x=a$ решения эти уравнений должны быть "сшиты" друг с другом таким образом, чтобы были непрерывными ψ и ψ' [Ландау (кв.мех), с.84].

Решение уравнений (11), которые обращаются на бесконечности в нуль это есть

$$\psi = \text{const} \cdot e^{\mp \kappa x} \quad (13)$$

(знаки "-" и "+" относятся к областям $x > a$ и $x < 0$ соответственно). Учитывая (13) получим граничное условие в виде

$$\frac{\psi'}{\psi} = \mp \kappa \quad (14)$$

при $U_0 \rightarrow \infty$ функция (13) обращается в нуль: это значит, что частица вообще не может проникнуть в область, где потенциальная энергия бесконечна. И, поэтому, надо найти решение уравнения (11) с граничным условием

$$\psi = 0 \text{ при } x = 0 \text{ и } x = a \quad (15)$$

Ищем такое решение в виде "стоячей волны"

$$\psi = c \sin(kx + \delta) \quad (16)$$

Условие $\psi = 0$ при $x=0$ дает $\delta=0$, после чего условие при $x=a$ дает $\sin ka = 0$, откуда $ka = \pi(n+1)$, где $n=0, 1, 2, \dots$ [53, с.84].

Таким образом, уровни энергии частицы в яме

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2} (n+1)^2, \text{ где } n=0, 1, 2, \dots \quad (17)$$

Энергия основного состояния это есть $E_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}$ [53, с.84].

2.2 Уравнение состояния вещества в термодинамике

Уравнение состояния вещества это выражение, которое устанавливает зависимость физических параметров системы (температуру, давление, объем), это в случае идеального газа.

Идеальный газ, это один из важнейших объектов изучения статистической физики. Под этим названием подразумевают газ, взаимодействие между частицами (молекулами) которого настолько слабо, что им можно пренебречь [55, с.130].

Отсутствие взаимодействия между молекулами позволяет свести квантовомеханическую задачу об определении уровней энергии E_n всего газа в целом к задаче об определении уровней энергии отдельной молекулы. Эти уровни обозначаются посредством ε_k , где индекс k представляет собой совокупность квантовых чисел, определяющих состояние молекулы.

Соотношение, дающее связь между параметрами какого-либо тела, называется уравнением состояния этого тела [54, с.316].

Поступательное движение молекул газа всегда квазиклассично, т.е. энергию молекулы можно написать в виде

$$\varepsilon_k = (p_x, p_y, p_z) = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m} + \varepsilon_k' \quad (18)$$

Здесь первый член с права есть кинетическая энергия ее поступательного движения, а ε_k' - уровни энергии, соответствующие вращению молекулы и ее внутреннему состоянию; эта величина не зависит ни от скоростей, ни от координат центра инерции молекулы (предполагается, что никакого внешнего поля нет) [55, с.141].

Статистическую сумму под знаком логарифма в формуле, которая позволяет вычислить свободную энергию любого газа, состоящего из одинаковых частиц и подчиняющихся статистике Больцмана:

$$F = -NT \ln \left[\frac{e}{N} \sum_k e^{-\varepsilon_k/T} \right] \quad (19)$$

заменили выражением

$$\sum_k \iint \exp\left(-\frac{\varepsilon_k(p)}{T}\right) \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} dV = V \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \sum_k e^{-\varepsilon_k'/T} \quad (20)$$

(интегрирование по $dV = dx dy dz$ производится по всему объему газа V). Для свободной энергии получено

$$F = -NT \ln \left[\frac{eV}{N} \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \sum_k e^{-\varepsilon_k'/T} \right] \quad (21)$$

Сумма в этом выражении, разумеется, не может быть вычислена в общем виде, без каких-либо предположений о свойствах молекул.

Однако, существенно, что она представляет собой функцию только от температуры. Поэтому зависимость свободной энергии от объема полностью определяется формулой (21), что дает возможность получить из нее ряд существенных общих результатов о свойствах идеального газа (не находящегося во внешнем поле) [55, с.142].

В (21) выделяя член, который содержит объем, формулу можно переписать в виде

$$F = -NT \ln \frac{eV}{N} + N f(T) \quad (22)$$

здесь $f(T)$ - некоторая функция температуры.

Для давления газа отсюда получается выражение $P = -\frac{\partial F}{\partial V} = \frac{NT}{V}$, или

$$PV = NT. \quad (23)$$

Таким образом получили известное уравнение состояния идеального газа (уравнение Клайперона). Если температура измеряется в градусах, то

$$PV = NkT. \quad (24a)$$

Взаимодействие между молекулами газа весьма слабо. По мере его усиления свойства газа все больше отклоняются от свойств идеальных газов, и в конце концов газ переходит в конденсированное тело - жидкость. Здесь взаимодействие между молекулами велико, и свойства этого взаимодействия (а потому и свойства жидкости) сильно зависят от конкретного рода жидкости. По этой причине невозможно, как уже указывалось, установить какие-либо общие формулы, которые бы количественно описывали свойства жидкости [55,с.256].

Однако, можно найти некоторую интерполяционную формулу, качественно описывающую переход между жидкостью и газом. Эта формула должна давать правильные результаты в двух предельных случаях. Для разреженных газов она должна переходить в формулы, справедливые для идеальных газов. При увеличении же плотности, когда газ приближается к жидкости, она должна учитывать ограниченную сжимаемость вещества. Такая формула будет тогда качественно описывать поведение газа и в промежуточной области [55,с.257].

Для вывода такой формулы нужно более подробно исследовать отклонение от идеальности при высоких температурах. Нужно для начала рассмотреть одноатомный газ; полученные формулы далее можно применить и к многоатомным газам [55,с.257].

Характер взаимодействия атомов газа позволяет определить вид первых членов разложения $B(T)$ по степеням обратной температуры; при этом мы будем считать малым отношение

$$\frac{U_0}{T} \ll 1 \quad (25)$$

Имея ввиду, что U_{12} есть функция только расстояния r между атомами, пишем в интеграле $B(T) = \frac{1}{2} \int (1 - e^{-U_{12}/T}) dV$ $dV = 4\pi r^2 dr$ [55, с.257]. Разбивая область интегрирования по dr на две части, пишем:

$$B(T) = 2\pi \int_0^{2r_0} (1 - e^{-U_{12}/T}) r^2 dr + 2\pi \int_{2r_0}^{\infty} (1 - e^{-U_{12}/T}) r^2 dr.$$

При значениях r между 0 и $2r_0$ потенциальная энергия U_{12} в общем очень велика. Поэтому в первом интеграле можно пренебречь членом $\exp\left(-\frac{U_{12}}{T}\right)$ по сравнению с единицей. Тогда этот интеграл становится равным положительной величине $b = 16\pi r_0^3 / 3$ (если для одноатомного газа рассматривать r_0 как радиус атома, то b есть его учетверенный объем). Поэтому можно разложить подынтегральное выражение в нем по степеням $\frac{U_{12}}{T}$, ограничившись первым исчезающим членом. Тогда второй интеграл становится равным

$$-\frac{2\pi}{T} \int_{2r_0}^{\infty} |U_{12}| r^2 dr = -\frac{2a}{T}.$$

где a - положительная постоянная. Таким образом, находят, что

$$B(T) = b - \frac{a}{T}. \quad (26)$$

Подставив это выражение в $F = F_{ид} + \frac{N^2 TB(T)}{V}$ и $\Phi = \Phi_{ид} + NBP$, находим свободную энергию газа

$$F = F_{ид} + \frac{N^2}{V} (bT - a) \quad (27)$$

и его термодинамический потенциал

$$\Phi = \Phi_{ид} + NP \left(b - \frac{a}{T} \right). \quad (28)$$

Искомую интерполяционную формулу можно получить из (76.3), которая не удовлетворяет необходимым условиям, так как не учитывает ограниченную сжимаемость вещества [55, с.257]. Подставив в (76.3) выражения для $F_{ид}$ из

$$F = -NT \ln \frac{eV}{N} + N f(T) \text{ получается}$$

$$F = Nf(T) - NT \ln \frac{e}{N} - NT \left(\ln V - \frac{Nb}{V} \right) - \frac{N^2 a}{V} \quad (29)$$

При выводе формулы для свободной энергии газа предполагалось, что газ, хотя и разрежен для того, чтобы считаться идеальным, однако все же имеет достаточно большой объем, т.е. расстояния между молекулами в общем

значительно больше, чем их размеры. Можно сказать, что объем V газа во всяком случае значительно больше чем Nb . Поэтому

$$\ln(V - Nb) = \ln V + \ln\left(1 - \frac{Nb}{V}\right) \approx \ln V - \frac{Nb}{V}.$$

Значит, (29) можно записать в виде

$$F = Nf(T) - NT \ln \frac{e}{N}(V - Nb) - \frac{N^2 a}{V} = F_{ид} - NT \ln\left(1 - \frac{Nb}{V}\right) - \frac{N^2 a}{V} \quad (30)$$

В таком виде эта формула удовлетворяет поставленным выше требованиям, так как при больших V она переходит в формулу для свободной энергии идеального газа, а при малых V она обнаруживает невозможность беспредельного сжатия газа (при $V < Nb$ аргумент логарифма делается отрицательным) [55,с.257].

Зная свободную энергию, можно определить давление газа:

$$P = -\frac{dF}{dV} = \frac{NT}{V - Nb} - \frac{N^2 a}{V^2}$$

или

$$\left(P + \frac{N^2 a}{V^2}\right)(V - Nb) = NT. \quad (31)$$

Это и есть искомое интерполяционное уравнение состояния реального газа - уравнение ван-дер-Ваальса [55,с.257].

2.3 Уравнение состояния компактных объектов на примере белых карликов

В каком-нибудь объеме внутри белого карлика число электронов больше числа дозволённых траекторий движения. Иное дело в обычном газе, в частности в недрах звезд главной последовательности. Там число электронов всегда меньше числа дозволённых траекторий. Поэтому электроны могут двигаться по разным траекториям с различными скоростями, как бы "не мешая" друг другу. Принцип Паули в этом случае не отражается на их движении. В таком газе устанавливается максвеллово распределение скоростей и выполняются хорошо известные законы газового состояния вещества, в частности, закон Клайперона (23). Если обычный газ сильно сжать, то число возможных траекторий для электронов станет значительно меньше и, наконец наступит такое состояние, когда на каждую траекторию придется больше двух электронов. В силу принципа Паули эти электроны обязаны иметь различные скорости, превышающие некоторое критическое значение. Если теперь сильно охладить этот сжатый газ, то скорости электронов не уменьшатся. Иначе принцип Паули перестал бы выполняться. Даже вблизи абсолютного нуля скорости электронов в таком газе оставались бы большими. Газ, который обладает такими необычными свойствами называется вырожденным. Поведение такого газа объясняется тем, что электроны занимают все возможные траектории и движутся по ним с весьма большими скоростями. В противоположность вырожденному газу скорости движения частиц в

"обычном" газе при уменьшении его температуры становятся очень маленькими, следовательно уменьшается и его давление.

А для того, чтобы объяснить давление вырожденного газа необходимо вспомнить что же такое давление. Давление - это импульс, который частицы газа передают за одну секунду времени при столкновениях некоторой "стенке", ограничивающей его объем. Отсюда ясно, что давление вырожденного газа должно быть очень велико, так как скорости образующих его частиц велики. Даже при низких температурах давление вырожденного газа должно оставаться большим, так как скорости его частиц, в отличие от обычного газа, почти не уменьшаются с уменьшением температуры. Следует ожидать, что давление вырожденного газа мало зависит от его температуры, так как скорость движения образующих его частиц определяется прежде всего принципом Паули [6, с.121].

Наряду с электронами в недрах белых карликов должны быть "оголенные" ядра, а также сохранившиеся "внутренние" электронные оболочки сильно ионизованные атомы. Оказывается, что для них количество "дозволенных" траекторий всегда больше числа частиц. Поэтому они образуют не вырожденный, а "нормальный" газ. Скорости их определяются температурой вещества белых карликов и всегда много меньше, чем скорости электронов, обусловленных принципом Паули. Поэтому в недрах белых карликов давление обусловлено только вырожденным электронным газом. Отсюда следует, что равновесие белых карликов почти не зависит от их температуры.

Как показывают квантовомеханические расчеты, давление вырожденного электронного газа, выраженное в атмосферах, определяется формулой

$$P = K \rho^{5/3} \quad (32)$$

где постоянная $K = 3 \cdot 10^6$, а ρ плотность ($г/см^3$). Выражение (32) заменяет для вырожденного газа уравнение Клайперона и является его "уравнением состояния". Характерной особенностью этого уравнения является то, что температура в него не входит. К тому же, в отличие от уравнения Клайперона, где давление пропорционально первой степени плотности, здесь зависимость давления от плотности более сильная. Давление пропорционально концентрации частиц и их скорости. Концентрация частиц, естественно, пропорциональна плотности, а скорость частиц вырожденного газа растет с ростом плотности, так как при этом, согласно принципу Паули, растет количество "избыточных" частиц, вынужденных двигаться с большими скоростями [6, с.121].

Условием применимости формулы (32) является малость тепловых скоростей электронов по сравнению со скоростями, обусловленными вырождением. При очень высоких температурах формула (32) должна переходить в формулу Клайперона. Если давление, полученное для газа с плотностью ρ по формуле (32), больше, чем по формуле $T_c \approx \frac{2\rho}{\rho_c} \frac{MG}{AR}$, значит, газ вырожден. Отсюда получается "условие вырождения"

$$K\rho^{5/3} \triangleright \frac{A\rho T}{\mu} \text{ или } \rho \triangleright \left(\frac{AT}{\mu K} \right)^{3/2} \quad (33)$$

где μ - средняя молекулярная масса. Чему равно μ в недрах белых карликов? Во первых, водорода там практически не должно быть: при таких огромных плотностях и достаточно высоких температурах он давно уже выгорел при ядерных реакциях. Основным элементом в недрах белых карликов должен быть гелий. Так как его атомная масса равна 4 и он при ионизации дает два электрона, то средняя молекулярная масса должна быть очень близка к 2. Численно условие вырождения (33) записывается в виде

$$\rho \triangleright \left(\frac{T}{75000} \right)^{3/2} \text{ г/см}^3 \quad (34)$$

Если температура недр белых карликов близка к температуре обычных звездных недр, т.е. около 10 млн. Кельвинов, то $\rho \triangleright 1000 \text{ г/см}^3$. Отсюда можно сделать выводы:

1) В недрах обычных звезд, где плотность хотя и высока, но заведомо ниже 1000 г/см^3 , газ не вырожден. Это обосновывает применимость обычных законов газового состояния.

2) У белых карликов средние, а тем более центральные плотности заведомо больше 1000 г/см^3 . Поэтому обычные законы газового состояния к ним не применимы. Для понимания белых карликов необходимо знать свойства вырожденного газа, описываемые уравнением состояния (32). Из этого уравнения прежде всего следует, что структура белых карликов практически не зависит от их температуры. С другой стороны, так как светимость этих объектов определяется их температурой (например, скорость термоядерных реакций зависит от температуры), то можно сделать вывод, что структура белых карликов не зависит и от светимости. В принципе белый карлик может существовать (т.е. находиться в равновесной конфигурации) и при температуре, близкой к абсолютному нулю. Вывод - для белых карликов, в отличие от "обычных" звезд, не существует зависимость "масса-светимость" [6, с.122].

Но, для этих необычных звезд существует специфическая зависимость "масса-радиус", т.е. размеры белых карликов в одинаковой массе должны быть одинаковы. Это утверждение несправедливо для других звезд: звезды-гиганты и звезды главной последовательности могут иметь одинаковые массы, но существенно разные диаметры. Такое отличие белых карликов от остальных звезд объясняется тем, что температура почти не играет никакой роли в их гидростатическом равновесии, которое определяет структуру [6, с.122].

На рисунке отмечены положение некоторых белых карликов с известными массами и радиусами. Во-первых видно, что, чем больше масса белого карлика, тем меньше его радиус. Во-вторых, у белых карликов существует предельное допустимое значение массы, т.е. теоретическое предсказание того, что в природе не могут существовать белые карлики с массами $\sim 1,43M_{\odot}$. Если масса белого карлика приближается к этому критическому значению со стороны меньших масс, то его радиус будет стремиться к нулю. Это означает, что

начиная с некоторой массы давление вырожденного газа уже не может уравновесить силу гравитации и звезда катастрофически сожмется [6, с.122].

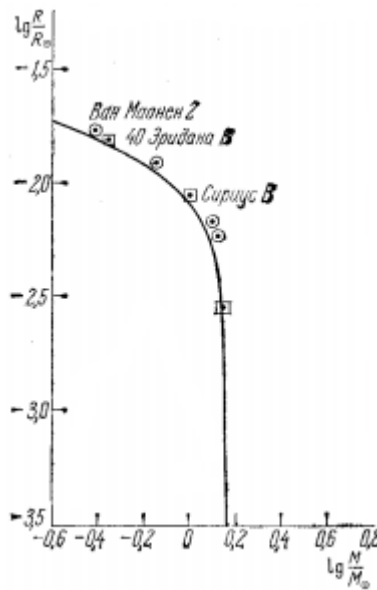


Рисунок 15 - Зависимость радиуса белых карликов от массы [6, с.122]

По мере увеличения массы белого карлика его центральная плотность будет все более и более расти. Вырождение электронного газа будет становиться все сильнее. Это означает, что на одну "дозволенную" траекторию будет приходиться все большее число частиц. Им будет "тесно", и, чтобы не нарушать принцип Паули, они будут двигаться все с большими и большими скоростями. Эти скорости станут довольно близкими к скорости света. Возникнет новое состояние вещества, которое называется "релятивистским вырождением" [6, с.123].

Уравнение состояния такого газа выражается как

$$P \propto \rho^{4/3} \quad (35)$$

2.4 Кристаллическая структура нейтронных звезд

Как известно, многие вопросы физики нейтронных звезд остаются научной загадкой. Основной вопрос касается мощного излучения нейтронной звезды, которую обычно отождествляют с пульсаром [22; 25]. Если сам факт импульсов от пульсаров, идущих со строгой периодичностью, объясняется вращением звезды, ось которого не совпадает с ее магнитными полюсами, то спектральные характеристики, мощность излучения и микроструктура импульсов не находят четкого объяснения [22, 23, 25, 26].

Особый интерес вызывает структура нейтронной звезды и свойства вещества во внутренних ее слоях. Здесь развиваются модели и представления о состояниях странного вещества, состоящего из странных частиц, или кваркового вещества, состоящего из кварков. Такие представления возникли из анализа свойств вещества в экстремальных условиях, в частности при

сверхсильных давлениях, в миллиарды раз превышающих давления, полученные в лабораторных условиях [22, 23, 25, 26].

Принципиальной основой теоретических моделей нейтронных звезд является квантовая теория строения вещества, и представления вырожденного ферми-газа спиновых частиц. Но многие вопросы, касающиеся внутренней структуры, а также реакций и процессов в нейтронных звездах, остаются пока неразгаданными. Поэтому развитие физики нейтронных звезд связывают с разработками новых теоретических представлений и моделей, а также с открытиями новых явлений.

Одной из главных характеристик вещества звездных объектов, находящихся в стационарном или квазистационарном состоянии, является его уравнение состояния. Эта термодинамическая характеристика имеет глобальный физический смысл. Уравнение состояния связывает между собой термодинамические величины макроскопического описания вещества, например, давление, объем и температуру. В состоянии равновесия на определенный слой или объем вещества звезды будут действовать силы, давление которых будет уравновешивать друг друга. Такое равновесие может существовать довольно долго, в течение которого этот звездный объект будет неизменным и почти стабильным. Нарушение равновесия звезды обычно связывают с его взрывом и переходом в новое физическое состояние.

Другой важной особенностью уравнения состояния является связь термодинамических величин с микроскопическими характеристиками, такими, как потенциальные поля, квантовые состояния, сечения ядерных реакций и т.п. Уравнение состояния в развернутой форме должно содержать зависимости давления, объема и температуры от взаимодействия частиц, полей, и особенностей микроструктуры.

Обратимся к моделям строения нейтронной звезды [22, 23, 25, 26]. Нейтронные звезды, наряду с черными дырами и белыми карликами – компактными объектами вселенной, считаются конечной формой в эволюционной жизни звезд. Их образование связывают со взрывами сверхновых. При взрыве внешние области материнской звезды выносятся в пространство, образуя газовые туманности. Внутренние же области, наоборот, сжимаются под воздействием мощной ударной волны взрыва.

Сжатие приводит к образованию нового сверхплотного звездного объекта, которое в зависимости от его массы может стать белым карликом, нейтронной звездой или черной дырой. Если масса звезды больше критической $M > 2.5M_{\odot}$, где M – масса Солнца, то образуется черная дыра. При меньших массах образуются нейтронные звезды и белые карлики, которые различаются плотностью своих внутренних областей. Нейтронная звезда имеет большую плотность, и ее внутренние области содержат свободные нейтроны, и даже вырожденный нейтронный ферми-газ.

Поскольку нейтронные звезды связывают с пульсарами, то типичная нейтронная звезда должна иметь большой момент вращения и огромное по величине магнитное поле. Радиус нейтронной звезды не более 15 км, а масса

почти в полтора раза больше массы Солнца. Нейтронная звезда может иметь атмосферу, ее размер не превышает нескольких метров. Под ней находится внешняя оболочка (или корка), ее толщина несколько сот метров. Ниже находится внутренняя оболочка, ее размер, по расчетам, 1 – 2 км. Затем, ниже располагается внешнее ядро, а под ним внутреннее ядро.

Нашей задачей является рассмотрение состояний вещества в оболочках нейтронных звезд. Отметим главные особенности этих областей. Они представляют собой сверхплотные кристаллические структуры. Плотность оболочек быстро растет с глубиной, т.е. с ростом гравитационного давления.

Внешняя корка (оболочка) представляет собой очень плотный кристалл, который с глубиной превращается в кулоновский кристалл, заполненный морем вырожденных электронов. Под давлением атомы кристалла лишаются своих электронных оболочек и остаются "голыми" ядрами, фиксированными в узлах кристаллической решетки, или, как говорят, оказываются замороженными в вырожденную ферми-жидкость электронов. Начиная с плотностей $\rho > 1.2 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$ в структуре могут идти реакции обратного бета-распада $e^- + p \rightarrow n + \nu$. Считается, что здесь есть небольшая примесь протонов.

Внутреннюю корку выделяют, связывая с ней начало процессов нейтронизации атомных ядер, т.е. ядра становятся нейтронообогащенными. Вещество здесь будет состоять из ультрарелятивистского ферми моря вырожденных электронов, решетки из "голых" ядер и свободных нейтронов.

Число свободных нейтронов в более глубоких слоях внутренней корки будет пополняться нейтронами, выделяющимися из нейтроноизбыточных ядер. Этот процесс был определяющим для выделения этой группы слоев в особую структурную единицу, названную внутренней коркой нейтронной звезды [56, с.17].

Диапазон плотностей внутренней корки нейтронной звезды принимается в пределах $4 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 1,4 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$. Плотность обычного ядерного вещества, характерного для средних и тяжелых ядер, принимается равной $\rho_0 > 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$. Эта плотность называется нормальной ядерной плотностью. Отметим, что плотность подложки внутренней корки почти уже сравнима с величиной ρ_0 . Важно также отметить, что расчеты свойств внутренней корки оказываются сильно зависящими от конкретных моделей [22, 23, 25, 26].

Для полноты картины, приведем оценки характеристик нейтронной звезды при $\rho > \rho_0$. Здесь неясностей и нерешенных проблем еще больше. Под внутренней коркой предполагают наличие мантии, состоящей из деформированных и фрагментированных ядер, сильно вырожденного ультрарелятивистского электронного ферми-газа, вырожденной нейтронной ферми-жидкости, обладающих свойствами сверхтекучести и т.д [22, 23, 25, 26].

Ниже находится внешнее ядро, где плотность $\rho_0 < \rho < 2\rho_0$, и оно состоит из компонент e , n , p , μ , имеющих свойства вырожденных сверхтекучих жидкостей.

Наконец, внутреннее ядро звезды, где $\rho \geq 2\rho_0$, занимает центральную и наибольшую область нейтронной звезды, где плотность в центре достигает значений $\rho \approx (10-15)\rho_0$. Состав внутренней коры представляет собой наибольшую загадку. Считается, что она имеет гиперонную и странную материи, пионный и каонный конденсаты, и состоит даже из кварк-глюонной плазмы [22, 23, 25, 26]. Вполне возможно, что нейтронные звезды являются источником гравитационных волн. Ведутся теоретические и экспериментальные поиски проявлений таких эффектов [25-26].

2.5 Реакции электронного захвата

В сверхплотных кристаллах все электроны оказываются «выдавленными» со своих электронных орбит, плотная упаковка создает вырожденную электронную Ферми жидкость. "Голые" ядра фиксированы в узлах кристаллической решетки, а расстояния между этими ядрами на три-четыре порядка меньше Боровского радиуса, т.е. много меньше размеров атома. Такие кристаллические структуры формируются в оболочках нейтронных звезд под действием гигантского гравитационного давления [22, 23].

Под твердой оболочкой находится мантия, где плотность вещества выше ядерной плотности: $\rho_N = 0,5 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$ - плотность вещества средних ядер. В данной области вещество представляет собой нейтронную Ферми жидкость, где присутствуют деформированные ядра, а также протоны и электроны. Изучению свойств такого вещества и более глубоких областей нейтронной звезды посвящено огромное число работ, но эти свойства остаются пока неизвестными [25]. Что касается твердой оболочки нейтронной звезды, где плотность вещества меньше ρ_N , то здесь ядра еще не теряют своих индивидуальных свойств.

Наш анализ будет касаться средних и нижних слоев внешней корки и верхних слоев внутренней корки в пределах $10^6 \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 10^{11} \text{ г/см}^3$. Исходим из того, что в верхних слоях оболочки элементный состав вещества близок к первоначальному, который был в центре сверхновой в момент ее взрыва при образовании нейтронной звезды. Считается, что это вещество состояло в основном из элементов группы железа.

Элементный состав вещества твердой оболочки нейтронной звезды будет меняться в глубоких слоях оболочки. Действительно, при плотностях $\rho \geq 10^6 \text{ г/см}^3$ начинаются процессы захвата электронов ядрами. В среде с увеличением давления последовательно включаются все новые реакции электронного захвата и ядра становятся нейтроноизбыточными, т.к. в ядрах все большее число протонов превращается в нейтроны [57].

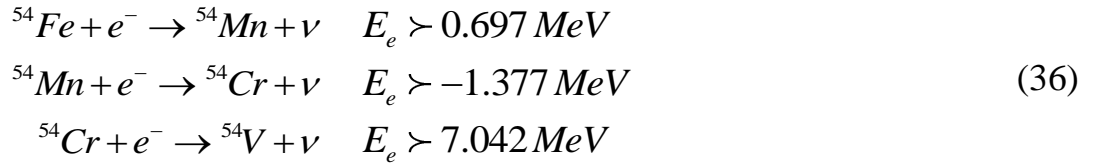
Плотность вещества в оболочках нейтронных звезд можно связать с энергией Ферми электронов выражением: $\rho = \left(\frac{A}{2Z}\right) \cdot 1.948 \cdot 10^6 x^3 \text{ г/см}^3$, где

$x = \frac{p_F}{m_e c}$, $E_F = \sqrt{p_F^2 c^2 + m_e^2 c^4}$ - энергия Ферми, $\lambda_e = \frac{\hbar}{m_e c}$ - комптоновская длина

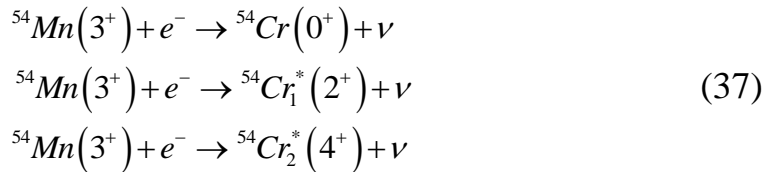
волны электрона. Величина $\bar{A} = \frac{A}{2Z}$, здесь A - массовое число, Z - заряд нуклида. Для каждого нуклида будет своя пороговая энергия и свой пороговый слой в оболочке, где начинаются реакции электронного захвата. Свободные протоны начинают захватывать электроны при $\rho \geq 1.2 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3$ [57].

Каждый стабильный нуклид исходного вещества нейтронной звезды будет давать свою цепочку реакций электронного захвата. Возникающие дочерние ядра, которые в обычных земных условиях испытывают бета распад, в сверхплотной материи будут стабильными, поскольку испустить электрон они уже не могут. Более того, во многих реакциях дочерние ядра будут возникать как в основном (если игнорировать бета распад, который здесь закрыт), так и в возбужденных состояниях. Ниже показаны цепочки таких реакций, порождаемых стабильными изотопами группы железа. Все ядерные данные взяты из обзорных работ и ядерных баз данных [58].

Для изотопа железа ^{54}Fe , чье изобилие в природе составляет 5,845% можно написать следующую цепочку реакций (36):



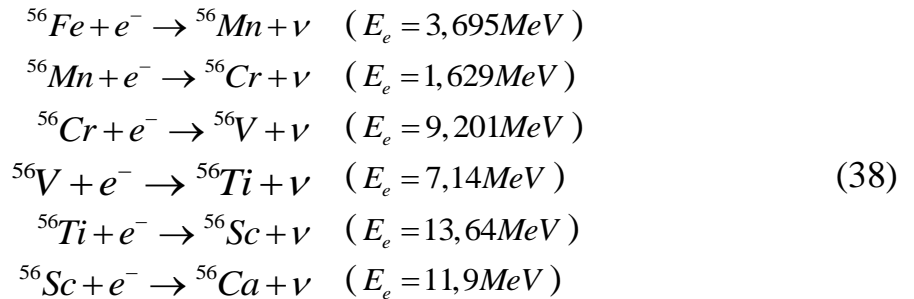
Здесь пороговые энергии для реакции захвата указаны справа. Пороговая плотность для ^{54}Fe была бы $\rho_{\text{пор}} \approx 1.555 \cdot 10^6 \text{ г/см}^3$. Захват электронов этим нуклидом будет происходить при более низкой плотности, чем даже захват электрона протоном. Следует отметить, что пороговая энергия для протекания второй реакции ниже чем энергия первой реакцией приблизительно на 2 МэВ. Это означает, что вторая реакция с ^{54}Mn открыта. В соответствующих пороговых слоях ядра хрома будут генерироваться в обоих основных и возбужденных состояниях: $E_1^*(^{54}\text{Cr}) = 0,825 \text{ MeV}$ и $E_2^*(^{54}\text{Cr}) = 1,824 \text{ MeV}$. Таким образом, во второй реакция в цепи (1), существует три открытых канала:



Здесь в скобках после каждого ядра квантовое число определяет тот уровень, что ядро занимает. Известно, что переходы с минимальным изменением квантового номера имеют преимущество в реакциях слабого распада. Кроме того, разница на одну единицу приводит лишь к подавлению вероятности соответствующих переходов на три или более порядков.

Третья реакция в цепочке (36) может начаться в более глубоких слоях внешней коры, где плотности равны $\rho \geq \rho_{\text{th3}} \approx 5,06 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ и ядра ^{54}Cr могут захватывать электроны [57, с. 155].

Рассмотрим, например, стабильный изотоп железа ^{56}Fe , распространенность которого в природе составляет 91.754%. Для него цепочка реакций оказывается следующей (38):



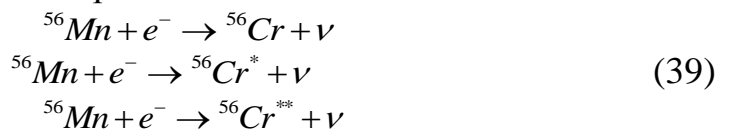
Справа в скобках отмечены пороговые энергии реакций электронного захвата.

При плотностях $\rho \geq 7,155 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$ начинается первая реакция, и образуются ядра ^{56}Mn , которые в обычных земных условиях нестабильны. Здесь ядро ^{56}Mn будет оставаться стабильным, так как в среде все электронные состояния заполнены до энергии: $E_e = 3,695\text{MeV}$ и эмиссия электрона из ядра невозможна [57, с.155].

Из (38) видно, что для этого нуклида будет уже открыта реакция следующего электронного захвата, порог которой будет почти на 2 МэВ меньше порога предыдущей (первой) реакции. Т.е. вторая реакция идет с выигрышем энергии.

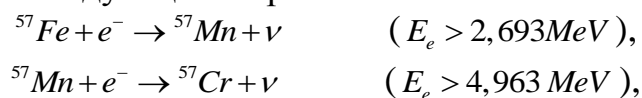
У ядра ^{56}Cr есть богатый спектр возбужденных состояний, нижние два из которых имеют энергии ниже порога $E_e = 3,695\text{MeV}$ и также будут открыты, наряду с основным состоянием. Энергии этих уровней равны $E_1^*(^{56}\text{Cr}) = 1,007\text{MeV}$ и $E_2^{**} (^{56}\text{Cr}) = 1,832\text{MeV}$ [58].

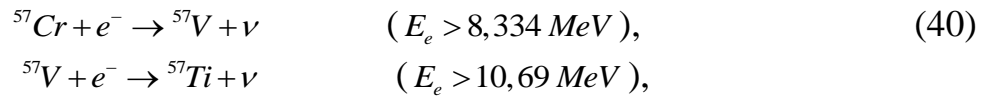
Здесь поэтому открыты три канала реакций захвата:



Третья реакция в цепочке (38) откроется на больших глубинах, где $\rho \geq \rho_{th2} = 1,132 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$. Примечательно, что и во второй паре реакций четвертая реакция будет также открыта вместе с третьей, поскольку ее порог будет меньше порога третьей реакции тоже почти на 2 МэВ. Пятая реакция цепочки может реализовываться на еще больших глубинах при $\rho \geq \rho_{th2} = 3,697 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$. И так же, как в двух первых парах, шестая реакция в цепочке будет сразу же открыта вместе с пятой реакцией. Здесь пороговая энергия шестой реакции меньше пороговой энергии пятой реакции на 1,74 МэВ [57, с.155].

В отличие от четных ядер, изотоп ^{57}Fe дает иную картину. Распространенность ^{57}Fe в природе составляет 0,754%. Цепочка реакций захвата записывается следующим образом:

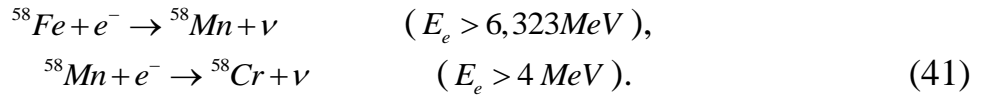




....

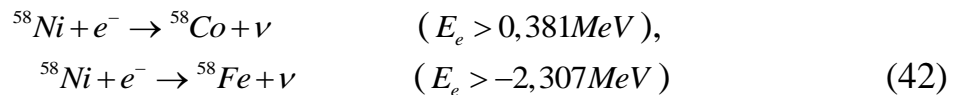
Здесь каждая последующая реакция имеет порог энергии больше, чем предыдущая, т.е. реакции в этой цепочке должны проходить по одному углубляясь в кору.

Приведем цепочку реакций другого стабильного изотопа ${}^{58}\text{Fe}$. Распространенность данного изотопа в природе составляет 0,282 %.



Здесь снова, уже открыты каналы реакций, так как его порог ниже чем у первой реакции. Это формирует возможность открытия каналов для дополнительной реакции для формирования ядра в возбужденном состоянии на выходе.

Отметим, что аналогичная ситуация существует и для изотопов никеля и других элементов группы железа. В частности, для ${}^{58}\text{Ni}$, его распространенность в природе составляет 68%, цепь реакций должна быть следующей:



Возбужденные ядра, возникающие в кристаллической структуре в оболочках нейтронных звезд, должны проявлять себя необычным образом по сравнению с их поведением в средах с обычной плотностью [57, с.156].

Можно сделать следующие выводы:

1. В среде, с увеличением давления последовательно включаются все новые реакции электронного захвата и ядра становятся нейтроноизбыточными, т.к. в ядрах все большее число протонов превращается в нейтроны (появляются свободные нейтроны);

2. Каждый стабильный нуклид исходного вещества Н.З. будет давать свою цепочку реакций электронного захвата. Возникающие дочерние ядра, которые в обычных земных условиях испытывают бета-распад, в сверхплотной материи будут стабильными;

3. Каждая последующая реакция имеет порог энергии больше, чем предыдущая, т.е. реакции в этих цепочках проходят по одному углубляясь в кору, с глубиной меняется элементный состав;

4. Вступают в силу реакции со свободными нейтронами (на границе между внешней и внутренней оболочкой).

3 РЕЗОНАНСЫ В РАССЕЙНИИ НЕЙТРОНОВ НА СИСТЕМАХ ДВУХ И БОЛЕЕ ЯДЕР

3.1 Резонансы Брейта-Вигнера

Чтобы определить трехчастичные характеристики достаточно знать парные t - матрицы. Существенно, что при этом нет необходимости знать собственно парные силы, хотя знание парной t - матрицы, конечно, предполагает знание парных потенциалов взаимодействия [73, с. 90; 74, с. 39; 81].

Мы воспользуемся весьма популярным представлением для парных резонансных амплитуд рассеяния - Брейт-вигнеровской формой резонансов. Формула Брейта-Вигнера описывает энергетическую зависимость сечения ядерной реакции или реакции между частицами вблизи резонансного значения в случае изолированного резонанса.

Для того, чтобы решить задачу «до конца» нужно связать эту резонансную форму с подходом сепарабельных потенциалов. Именно в случае сепарабельных потенциалов трехчастичные решения допускают получение решений в завершеном аналитическом виде.

Представим резонансную парную t - матрицу Брейта-Вигнера в форме:

$$t_i = |v_i \rangle \frac{1}{E - E_i^R + i\Gamma_i/2} \langle v_i |, \quad (43)$$

и свяжем ее с t - матрицей: $t_i = |v_i \rangle \eta_i \langle v_i |$, сепарабельного представления.

Потенциал соответствующий этой t - матрице имеет вид: $V_i = |v_i \rangle \lambda_i \langle v_i |$, где λ_i - парная константа связи,

$$\eta_i^{-1} = \lambda_i^{-1} - A_i(E) \quad , \quad \text{где } A_i = \langle v_i | G_0(E) | v_i \rangle, \quad (44)$$

E - полная (начальная) энергия, а в выражении для A_i предполагается интегрирование по импульсам промежуточного состояния.

Величину η_i часто называют коэффициентом усиления, поскольку именно эта величина и отличает t_i -матрицу от потенциала взаимодействия. Зависимость η_i от начальной энергии является определяющей для парной амплитуды рассеяния.

Можно считать, что форм-фактор v_i величина почти постоянная в некоторой достаточно широкой области вокруг точки резонанса $E \approx E_i^R$. Известно, например, что ширины резонансов удовлетворительно согласуются с приближенной зависимостью: $\Gamma/p = \Gamma_0/p_0$, где индекс "0" отмечает некоторое фиксированное значение энергии, при которой сравниваются табличные данные (обычно $E_0 = 1 \text{ eV}$), а p и E_i это текущие импульс и энергия нейтрона, где измеряется резонанс.

Когда парное взаимодействие представляется в виде суммы сепарабельных членов, описывающих, в частности, потенциальное и

резонансное рассеяние, то параметры потенциала подбираются таким образом, чтобы удовлетворить опытным данным по сечениям и характеристикам описываемого парного резонанса. Отметим, что суммой конечного числа сепарабельных членов можно описать короткодействующие потенциалы достаточно сложных форм [101, с.70].

3.2 Приближение Борна-Оппенгеймера

В квантовой механике приближение Борна-Оппенгеймера - это вариация адиабатического приближения, метод анализа молекулярных систем, заключающийся в том, что в системе выделяют и отдельно описывают ядра и электроны, для которых характерные времена изменения состояния сильно различаются [62, с.95].

Известно, что масса ядра значительно превышает массу электрона (масса легчайшего ядра протона в 1836 раз больше массы электрона), это значит, что скорость движения ядер мала по сравнению со скоростью движения электронов. В результате медленно движущиеся ядра образуют электростатическое поле, в котором с большей скоростью движутся электроны. В первом приближении можно считать ядра атомов фиксированными и рассматривать только движение электронов [62, с.95].

В квантовой механике уравнение Шредингера

$$\Psi(r, R) = \Psi_e(r, R) \Psi_n(R) \quad (45)$$

полная волновая функция молекулы равная произведению электронной и ядерной функций.

Проанализируем условия, при которых справедливо (45). Для этого запишем уравнение Шредингера для молекулы с N ядрами и n электронами и волновой функцией [62, с.95]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{M_\alpha} \nabla_\alpha^2 - \frac{\hbar^2}{2m_e} \sum_{i=1}^n \nabla_i^2 + V_{яя} + V_{яэ} + V_{ээ} \right) \Psi_e(r, R) \Psi_n(R) = E \Psi_e(r, R) \Psi_n(R) \quad (46)$$

здесь

$$V_{нuc, нuc} = \sum_{\beta > \alpha}^N \sum_{\alpha}^N \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{R_{\alpha\beta}} \text{ - энергия отталкивания ядер;}$$

$$V_{нuc, e} = - \sum_{\alpha}^N \sum_{i}^n \frac{Z_\alpha e^2}{R_{i\alpha}} \text{ - энергия притяжения электронов ядрами;}$$

$$V_{ee} = \sum_{i > j}^n \sum_{j}^n \frac{e^2}{r_{ij}} \text{ - энергия отталкивания электронов.}$$

$$H_{нuc} = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \sum_{i=1}^n \nabla_i^2 + V_{нuc, e} + V_{ee} + V_{нuc, нuc} \quad (47)$$

$$H_{нuc} = -\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\alpha=1}^T \frac{1}{M_\alpha} \nabla_\alpha^2 \quad (48)$$

Электронная функция $\Psi_e(r, R)$ определяется как собственная функция оператора H_e :

$$H_e \Psi_e(r, R) = E_e \Psi_e(r, R) \quad (49)$$

где E_e - энергия электрона, которая обусловлена движением n электронов в поле N ядер молекулы. Эту величину E_e называют адиабатическим электронным термом молекулы или адиабатическим потенциалом [62, с.96].

Взяв во внимание условия

$$\begin{aligned} \nabla_\alpha^2 \Psi_e \Psi_{nuc} &= \Psi_e \nabla_\alpha^2 \Psi_{nuc} + 2 \nabla_\alpha \Psi_e \nabla_\alpha \Psi_{nuc} + \Psi_{nuc} \nabla_\alpha^2 \Psi_e, \\ \nabla_i^2 \Psi_e \Psi_{nuc} &= \Psi_{nuc} \nabla_i^2 \Psi_e \end{aligned} \quad (50)$$

уравнение (46) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} &\left(-\hbar^2 \sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{M_\alpha} \nabla_\alpha \Psi_e \nabla_\alpha \Psi_{nuc} - \frac{\hbar^2}{2} \sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{M_\alpha} \Psi_{nuc} \nabla_\alpha^2 \Psi_e \right) - \frac{\hbar^2}{2} \Psi_e \sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{M_\alpha} \nabla_\alpha^2 \Psi_{nuc} - \\ &-\frac{\hbar^2}{2m_e} \Psi_{nuc} \sum_{i=1}^n \nabla_i^2 \Psi_e + (V_{nuc,nuc} + V_{nuc,e} + V_{ee}) \Psi_e \Psi_{nuc} = E \Psi_e \Psi_{nuc} \end{aligned} \quad (51)$$

Если пренебречь выражением в первых круглых скобках, т.е. приравнять к нулю

$$\left(-\hbar^2 \sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{M_\alpha} \nabla_\alpha \Psi_e \nabla_\alpha \Psi_{nuc} - \frac{\hbar^2}{2} \sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{M_\alpha} \Psi_{nuc} \nabla_\alpha^2 \Psi_e \right) = 0 \quad (52)$$

и использовав выражения (48) и (50) можно получить

$$-\frac{\hbar^2}{2} \Psi_e \sum_{\alpha=1}^N \frac{1}{M_\alpha} \nabla_\alpha^2 \Psi_{nuc} + \Psi_{nuc} E_e \Psi_e - E \Psi_e \Psi_{nuc} = 0 \quad (53)$$

В этом уравнении разделив все члены на Ψ_e и учитывая (49) получаем уравнение для определения Ψ_{nuc} :

$$(H_{nuc} + E_e) \Psi_{nuc} = E \Psi_{nuc} \quad (54)$$

Выражение (45) означает, что волновая функция электрона Ψ_e должна быть настолько медленно меняющейся функцией ядерных координат R , что можно пренебречь ее первой и второй производными по этим координатам. Макс Борн и Роберт Оппенгеймер в 1927 г. впервые показали, что электронные волновые функции обычно подчиняются этому условию с требуемой степенью точности [62, с.96].

Приближение (45) имеет большое значение для квантовой химии, его называют приближением Борна-Оппенгеймера или адиабатическим приближением. В этом приближении полная энергия молекулы представляет собой сумму электронной энергии, вычисленной при фиксированной конфигурации ядер, и колебательно-вращательной энергии ядер:

$$E = E_e + E_{nuc} \quad (55)$$

В 1951 г. Борн дал новое обоснование адиабатического приближения. Для того чтобы понять это предположим, что уравнение Шредингера (49) для электронов

при фиксированных ядрах решено, т.е. известны собственные функции $\Psi_l^e(r, R)$ и собственные значения энергии $E_l^e(r, R)$, соответствующие данной конфигурации ядер R [минкин, с.97].

Для того чтобы решить уравнение (4.13) с гамильтонианом H (4.1)

$$H\Psi(r, R) = E\Psi(r, R) \quad (56)$$

нужно представить в виде ряда:

$$\Psi(r, R) = \sum_l \Psi_l^{nuc}(R) \Psi_l^e(r, R) \quad (57)$$

где $\Psi_l^{nuc}(R)$ и $\Psi_l^e(r, R)$ - ортонормированные волновые функции ядер и электронов соответственно в состоянии l для данной конфигурации ядер R . Это означает, что выполняется условие, где интегрирование проводится по координатам всех электронов [62, с.97]

$$\int \Psi_l^{e'}(r, R) \Psi_l^e(r, R) dr = \delta_{ll'} \quad (58)$$

Подставив функцию (57) в уравнение (56) и учитывая правила дифференцирования (50) получается уравнение [62, с.97]

$$\begin{aligned} & \sum_l \left\{ (H_e - E) \Psi_l^{nuc}(R) \Psi_l^e(r, R) + \Psi_l^e(r, R) \right. \\ & \left. \left(-\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{M_{\alpha}} \nabla_{\alpha}^2 \Psi_l^{nuc}(R) - \hbar^2 \sum_{\alpha} \frac{1}{M_{\alpha}} \left[\nabla_{\alpha} \Psi_l^{nuc}(R) \right] \left[\nabla_{\alpha} \Psi_l^e(r, R) \right] \right) \right\} + \\ & + \Psi_l^{nuc}(R) \left(-\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{M_{\alpha}} \nabla_{\alpha}^2 \Psi_l^e(r, R) \right) \} = 0 \end{aligned} \quad (59)$$

Так как оператор H_e не включает операции дифференцирования по R , после умножения уравнения (59) слева на функцию $\Psi_l^{e'}(r, R)$ интегрирования по электронным координатам r и учета уравнения (49) получаем систему уравнений

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{M_{\alpha}} \nabla_{\alpha}^2 + E_l^e(R) - E \right] \Psi_l^{nuc}(R) = \sum_{l'} \Lambda_{ll'} \Psi_{l'}^{nuc}(R), \quad l = 1, 2, 3, \dots \quad (60)$$

оператор $\Lambda_{ll'}$ определяется как и зависит от ядерных координат и определяет так называемое вибронное взаимодействие ядер и электронов

$$\begin{aligned} \Lambda_{ll'} = & \hbar^2 \sum_{\alpha} \left\{ \Psi_l^{e'}(r, R) \left[\nabla_{\alpha} \Psi_{l'}^e(r, R) \right] dr \nabla_{\alpha} \right\} - \\ & - \int \Psi_l^{e'}(r, R) \left(-\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\beta} \frac{1}{M_{\beta}} \nabla_{\beta}^2 \Psi_{l'}^e(r, R) \right) dr \end{aligned} \quad (61)$$

Формула (60) представляет собой бесконечную систему зацепляющихся интегродифференциальных уравнений и является точным, так как учитывает связь электронного и ядерного движений [62, с.98].

Если в системе зацепляющихся уравнений (60) приравнять все недиагональные элементы матрицы $\Lambda_{ll'}$ нулю, то уравнение (60) распадается на систему независимых уравнений

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{M_{\alpha}} \nabla_{\alpha}^2 + E_l^e(R) - \Lambda_{ll'} \right] \Psi_l^{nuc}(R) = E \Psi_l^{nuc}(R) \quad (62)$$

Система уравнений (62) отличается от (54) на величину $\Lambda_{ll'}$ и приближение, основанное на решении системы уравнений (62), называют адиабатическим в отличие от приближения Борна—Оппенгеймера. Таким образом, с точки зрения теории возмущения Шрёдингера приближение Борна—Оппенгеймера является нулевым приближением к точному решению уравнения (60), учет адиабатической поправки $\Lambda_{ll'}$ отвечает учету возмущения первого порядка, учет недиагональных элементов $\Lambda_{ll'}$ отвечающих взаимодействию различных электронных состояний, характеризует поправку более высокого порядка. Применение адиабатического приближения связано с малостью возмущающего вклада $\Lambda_{ll'}$. Для случая устойчивых многоатомных молекул существует простой критерий применимости адиабатического приближения:

$$\frac{h\nu}{E_n^e - E_m^e} \ll 1 \quad (63)$$

здесь ν - наибольшая из частот малых колебаний ядер вблизи точки равновесия, E_n^e и E_m^e - энергии двух соседних электронных состояний. Критерий (63) обычно выполняется для многих молекул, вследствие этого расчеты различных физических характеристик молекул, в подавляющем большинстве основанные на простом адиабатическом приближении или приближении Борна-Оппенгеймера, позволяют получить данные, хорошо согласующиеся с экспериментальными результатами [62, с.99].

Для молекул, содержащих более тяжелые ядра, приближение Борна-Оппенгеймера будет выполняться с достаточной для квантово-механических расчетов точностью. Например в случае нейтронных звезд.

3.3 Модельные задачи квантовой механики трех тел, допускающих точные решения

Задачи, решения которых известны в аналитическом виде, имеют важное значение, так как дают возможность ясного и глубокого изучения явлений в рассматриваемых системах [53]. В теории рассеяния такие решения возникают при определенных простых взаимодействиях и упрощающих условиях. Обобщение модельных задач, в которых проявляются неординарные и неожиданные решения, служит эффективным инструментом исследования более сложных систем, что важно для практических приложений [60 с.484].

В нерелятивистской квантовой механике примеры задач, допускающих точные решения, хорошо известны. Это одномерные системы и двухчастичные

задачи с взаимодействием кулоновского и осциляторного видов или с потенциалом, имеющим сепарабельную форму [53]. Для систем с тремя или большим числом частиц точно решаемые задачи пока неизвестны [60, с.484].

В проблеме трех и большего числа тел, как известно, были получены очень большие результаты, которые касаются аналитических свойств решений. Это в первую очередь классические исследования Фадеева по доказательству существования и единственности решений и компактности ядер интегральных уравнений [60, с.484]. Это эффект Томаса - коллапс в 3-х частичной системе в случае контактных парных сил [66], и эффект Ефимова – сгущение и рост числа уровней трехчастичного спектра с увеличением отношения парной длины рассеяния к радиусу действия парных сил [67, с.1082], а также исследование пороговых аномалий в сечениях и явлений “дальнодействия” и т.д. [60, с.484].

Однако решения конкретных физических задач, например, в ядерной физике обычно получают в результате громоздкого численного счета [68]. В тоже время наличие класса модельных задач, допускающих решение в аналитической форме, могло бы дать возможность точного анализа многих явлений, присущих системам со сложной внутренней структурой [60, с.484].

В 3.1 излагается подход эффективного потенциала взаимодействия в задаче трех тел, основанный на фундаментальной системе уравнений Фадеева. Метод предполагает решение задачи в два этапа: сначала определяется эффективный потенциал и затем – амплитуда перехода между фиксированными состояниями или каналами рассеяния. Метод эффективного потенциала оказывается во многих случаях удобным инструментом исследования трехчастичных систем. В ряде случаев по виду и поведению этого потенциала можно предсказать характер особенностей спектра или амплитуды рассеяния [60, с.484; 68]. При определении класса модельных задач, допускающих точные решения, используются два упрощающих момента: сепарабельная форма парных потенциалов и переход к пределу $\zeta \rightarrow 0$, где $\zeta = \frac{m}{M}$, m - масса легкой частицы, M - масса тяжелых частиц. Первое упрощение позволяет найти точные решения для амплитуд в парных подсистемах, второе ведет к развязке кинематических переменных между разными парами частиц. В результате трехчастичная задача упрощается и решения могут быть получены в аналитической форме.

В 3.2 описывается способ определения аналитических решений задачи рассеяния легкой частицы на двух фиксированных центрах. Также рассматриваются условия появления связанных, виртуальных и квазистационарных состояний. Рассматривается анализ особенностей амплитуды рассеяния для случая точечных парных потенциалов взаимодействия.

Описываются аналитические решения задачи рассеяния легкой частицы на взаимодействующей между собой паре двух тяжелых частиц определенных в пределе $\zeta \rightarrow 0$.

Решения этих модельных задач могут представлять интерес для ряда проблем атомной и молекулярной физики, а также физики кристаллов, ядерной физики и ядерной астрофизики [60, с.485].

3.4 Метод эффективного потенциала в задаче рассеяния легкой частицы на двух тяжелых

Математически строгое решение трехтельных задач было дано Фадеевым [69, с. 122]. Систему уравнений Фадеева для элементов T-матрицы можно записать в виде

$$T_{ij}(Z) = t_i \delta_{ij} + t_i G_0(Z) \sum_{l \neq i} T_{lj}(Z) \quad (64)$$

здесь $i, j = 1, 2, 3$,

где $t_i = V_i + V_i G_0(Z) t_i$, V_i - парные потенциалы взаимодействия, t_i - соответствующие им парные t-матрицы, определенные в пространстве трех частиц, G_0 - функция Грина трех свободных частиц, Z - параметр задачи, который соответствует энергии трехчастичной системы. Полный потенциал есть сумма парных: $V = \sum V_i$, полная T-матрица равна сумме по индексам i и j : $T = \sum T_{ij}$ [60, с.485].

Формально индекс i у элемента T_{ij} отвечает номеру пары, выживающей последней на асимптотике слева, т.е. отвечает номеру частицы, которая первой покидает область взаимодействия. Аналогично индекс j отвечает номеру пары, взаимодействующей последней на асимптотике справа [Такибаев, ЯФ, с.485].

При изучении особенностей амплитуды в определенных каналах удобно использовать метод эффективного потенциала. Его отличительной чертой является решение трехтельной проблемы в два этапа. На первом этапе находится эффективный потенциал, затем с его помощью - сама амплитуда рассеяния. При этом система уравнений Фадеева разбивается на две подсистемы: подсистема уравнений для эффективного потенциала и уравнение для амплитуды, в котором эффективный потенциал считается известным [60, с.485].

В случае сепарабельных потенциалов уравнения для амплитуд диагональных переходов и для самих эффективных потенциалов получаются в простой и компактной форме. Аналогичные упрощения возникают и в случае парных потенциалов, представимых в виде конечной суммы сепарабельных членов [70].

Рассмотрим пример простых парных сепарабельных потенциалов $V_i = |v_i\rangle \lambda_i \langle v_i|$, где λ_i парные константы связи, которые удобно определить как безразмерные величины. Для таких потенциалов парные t-матрицы полностью определяются и записываются в аналитическом виде:

$$t_i(Z) = |v_i\rangle \eta_i(Z) \langle v_i| \quad (65)$$

$$1/\eta_i(Z) = \frac{1}{\lambda_i} - \langle v_i | G_0(Z) | v_i \rangle$$

Величины η_i являются безразмерными. Их иногда называют коэффициентами усиления, подчеркивая тем самым подобие форм потенциала и амплитуды и зависимость последней от значения λ_i и энергии подсистемы.

Полагая $T_{ij} = t_i \delta_{ij} + |v_i\rangle \eta_i P_{ij} \eta_j \langle v_i|$, перепишем систему уравнений (64) для матриц P_{ij} :

$$P_{ij} = \Lambda_{ij} + \sum_l \Lambda_{il} \eta_l P_{lj} \quad (66)$$

где $\Lambda_{ij} = \langle v_i | G_0(Z) | v_j \rangle$, $i \neq j$.

Существенно, что $\Lambda_{ii} \equiv 0$, т.е. диагональные элементы тождественно равны нулю. Это отличительное свойство уравнений Фадеева обеспечивает компактность ядер интегральных уравнений, существование и единственность решений. Действительно, сингулярности борновских членов ослабляются при последовательных итерациях уравнений Фадеева, ядра интегральных уравнений становятся нормируемыми, так что решения существуют и определяются [69; 60, с.486].

Очевидно, что диагональные члены амплитуды P_{ii} будут отличны от нуля, для них можно записать, следуя (66) замкнутое уравнение

$$P_{ii'} = V_{ii'}^{eff} + \sum_s V_{is}^{eff} \eta_s P_{si'} \quad (67)$$

где дополнительный эффективный потенциал может быть найден из дополнительной системы уравнений. Штрих отмечает тот же канал i , но в конечном состоянии, нижний индекс s означает промежуточное состояние. Символически уравнение для $V_{ii'}^{eff}$ можно записать в следующем виде:

$$V_{ii'}^{eff} = \sum_{l,k} \Lambda_{il} \eta_l \left(\frac{1}{\eta} - \Lambda \right)_{lk}^{-1} \eta_k \Lambda_{ki} \quad (68)$$

$l, k \neq i$

Отметим, что внутренние суммирования в (5) не содержат суммирования по каналу i , так как диагональные переходы по этому выделенному каналу уже отделены и собраны в уравнении (67) [60, с.486]. В общем случае уравнения, подобные (67) и (68), представляют собой основу метода эффективного потенциала [60, с.486].

Рассмотрим теперь задачу, когда одна из частиц легкая, а две другие тяжелые. Возьмем предельный случай, когда $\zeta = \frac{m}{M} \rightarrow 0$. Полная энергия системы равна: $Z = \sum \frac{p_0^2}{2m_i} \rightarrow \frac{p_0^2}{2m_1}$, где $p_0 = |p_{01}|$, p_{01} - начальный импульс легкой частицы, $m_1 = m$. Тяжелые частицы будут под номерами 2 и 3. т.е. $m_2 = m_3 = M$. для простоты их считают тождественными [60, с.486].

Формфакторы парных потенциалов взаимодействия $\langle v | q \rangle = v(q)$ между легкой и любой из тяжелых частиц в пределе $\zeta \rightarrow 0$ перестают зависеть от

импульса тяжелой частицы: $v(q_{13}) \rightarrow v(p)$ и $v(q_{12}) \rightarrow v(p)$, так как $q_{13} = (m_3 p_1 - m_1 p_3) / (m_3 + m_1) \rightarrow p_1 = p$ и соответственно $q_{12} \rightarrow p$. Коэффициенты усиления в t -матрицах этих пар становятся функциями только начальной энергии легкой частицы, т.е. функциями ее начального импульса $\eta_2 = \eta_3 \rightarrow \eta(p_0)$ [60, с.486].

Парное взаимодействие между самими тяжелыми частицами на этом этапе можно исключить, представляя V_{11}^{eff} в виде:

$$V_{11}^{eff} = \sum_{l,k=2,3} \Lambda_{1l} \eta_l (\delta_{lk} + M_{lk} \eta_k) \Lambda_{k1} \quad (69)$$

Тогда для величины M_{lk} из (5) следует компактное уравнение:

$$M_{lk} = \Lambda_{lk} + \sum_{\rho=2,3} \Lambda_{l\rho} \eta_\rho M_{\rho k}, \quad l, k \neq 1 \quad (70)$$

где

$$\Lambda_{lk} = 2m \frac{v_l(p) v_k(p)}{p_0^2 - p^2 + i \cdot 0} = f_{lk}(p; p_0), \quad l \neq k \quad (71)$$

Учитывая сохранение полного импульса в трехчастичной системе: $p = p_1 = -p_l - p_k'$, запишем потенциал Λ_{lk} в следующей интегральной форме:

$$\Lambda_{lk}(p_l, p_k') = \int dr \exp(ir p_l) J_{lk}(r) \exp(ir p_k') \quad (72)$$

где

$$J_{lk}(r) = \int dp \exp(ir p) f_{lk}(p; p_0) \quad (73)$$

В (72) переменные тяжелой частицы на выходе из зоны взаимодействия отмечены штрихом, а на входе они без штриха. Такое обозначение принимается и далее.

Определим фурье-образ решения M_{lk} :

$$M(r_l; r_k') = \iint dp_l dp_k' \exp(-ir_l p_l) \cdot M_{lk}(p_l, p_k') \exp(ir_k' p_k')$$

Тогда из (7) с учетом соотношения (9) получается

$$M_{lk}(r_l, r_k') = \int dr \delta(r - r_l) \cdot \left[J_{lk}(r) \delta(r + r_k') + \sum_{\rho} J_{l\rho}(r) \eta_\rho M_{\rho k}(-r, r_k') \right] \quad (74)$$

Здесь для M_{lk} , как и в уравнении (70), начальный и конечный индексы каналов могут совпадать, т.е. возможно $l = k$ [60, с.486].

Поскольку δ -функции снимают интегрирование в правой части (74), то уравнение для $M_{lk}(r, r')$ принимает вид:

$$M_{lk}(r, r') = J_{lk}(r) \delta(r + r') + \sum_{\rho} J_{l\rho}(r) \eta_\rho M_{\rho k}(-r, r') \quad (75)$$

где радиус-векторы r начального и промежуточного состояний совпадают, исчезает их зависимость от индекса канала, во втором слагаемом справа остается лишь суммирование по повторяющемуся внутреннему индексу ρ . Решение легко находится и равно [60, с.486]:

$$M_{lk}(r, r') = \sum_{\rho} [\delta_{\rho l} - B_{\rho l}(r)]^{-1} K_{\rho k}(r, r') \quad (76)$$

где

$$B_{lk}(r) = \sum_{\rho} J_{l\rho}(r) \eta_{\rho}(p_0) J_{\rho k}(-r) \eta_k(p_0) \quad (77)$$

и

$$K_{lk}(r, r') = J_{lk}(r) \delta(r+r') + \sum_{\rho} J_{l\rho}(r) \eta_{\rho} J_{\rho k}(-r) \delta(-r+r') \quad (78)$$

Отметим, что в случаях, когда парные потенциалы представляют собой сумму сепарабельных членов, выражения в (72-78) следует рассматривать как матричные относительно дополнительных индексов. Если учитываются вклады от нескольких парциальных волн в различных каналах, то соответствующие индексы и суммы должны включать значения и для этих парциальных компонент. Важно при этом учесть коэффициенты пересвязки спиновых и орбитальных моментов [60, с.486].

Из теории рассеяния следует, что T- матрица содержит всю информацию о системе: характеристики связанных, виртуальных и квазистационарных (резонансных) состояниях, асимптотическое поведение, поведение у порогов новых каналов и т.п. Поэтому решение для T- матриц означает фактически полное решение задачи.

Отметим, амплитуды рассеяния связаны с этими матрицами простыми соотношениями – они следуют из соответствующих T- матриц, если последние взять в обкладках волновых функций, отвечающих начальным и конечным асимптотическим состояниям системы. Т.е. определение амплитуд, а затем сечений и фаз рассеяния не представляет труда.

Для решения задачи трех тел важно знать t- матрицы парных подсистем, т.к. именно они входят в качестве исходных в уравнения Фаддеева (64).

3.5 Решение задачи рассеяния на двух фиксированных центрах

Рассмотрим наиболее простой случай, когда две тяжелые частицы фиксированы в конфигурационном пространстве и происходит процесс рассеяния легкой частицы на такой системе [60, с.486].

Считается, что тяжелые частицы жестко фиксированы в точках R_2 и $R_3 = R_2 + b$. Для простоты полагают, что тяжелые частицы тождественны. Волновые функции этих частиц запишутся в виде:

$$\Psi_n(r) = C \exp \left[-\frac{(r - R_n)^2}{2\Delta^2} \right], \quad (79)$$

для частицы $n = 2, 3$, локализованной в ограниченной области с центром в точке R_n . Следуя нормировке $\langle \Psi_n | \Psi_n \rangle = 1$, получим, что $C^2 = \Delta^{-3} \pi^{-3/2}$. В пределе $\Delta \rightarrow 0$ области для частиц будут сжиматься, и они окажутся точно фиксированными в точках R_2 и R_3 [60, с.486].

Предельный переход $\Delta \rightarrow 0$ осуществляется лишь на конечном этапе решения данной модельной задачи. Взаимодействие между тяжелыми

частицами считается выключенным, поэтому уравнение (69) будет совпадать с уравнением (66), амплитуды M_{lk} будут тождественны амплитудам P_{lk} , и элементы полной Т-матрицы примут вид $T_{lk} = |v_l\rangle \eta_l (\delta_{lk} + M_{lk} \eta_k) \langle v_k|$, $l, k \neq 1$ [60, с.486].

Чтобы определить физическую амплитуду рассеяния, нужно взять выражение для Т-матрицы в обкладках волновых функций начального $\langle \Psi_{in} |$ и конечного $|\Psi_f\rangle$ состояний системы, структура которых очевидна: $\langle \Psi_{in} | = \langle \chi_1 \Psi_2 \Psi_3 |$, где χ_1 - свободная волновая функция легкой частицы. Отделяя движение центра масс трехчастичной системы и выделяя формфакторы начального $v_l(p)$ и конечного $v_k(p')$ взаимодействий легкой частицы, получается выражение для трехчастичной части амплитуды рассеяния: $\langle M_{lk} \rangle \equiv \langle \Psi_{R_l}(r) | M_{lk}(r, r') | \Psi_{R_k}(r') \rangle$. Затем нужно перейти к пределу $\Delta \rightarrow 0$, и δ функциональная зависимость величины $M_{lk}(r, r')$ позволит получить окончательное решение задачи [60, с.486].

Важно отметить, что в решении $M_{lk}(r, r')$ положение частиц задается в системе центра инерции всех трех частиц. Это касается их координат и импульсов. Поэтому радиус-вектор r' будет отвечать тяжелой частиц, взаимодействующей последней с легкой частицей на ее выходе из системы.

Очевидно тогда, что $R_2 = -\frac{b}{2}$, $R_3 = \frac{b}{2}$.

Приведем формальное решение данной модельной задачи для полной амплитуды рассеяния:

$$f(p, p') = \sum_{l=2,3} v_l(p) \eta_l(p_0) v_l(p') + \sum_{l,k=2,3} v_l(p) \eta_l(p_0) v_k(p') \quad (80)$$

Здесь первая сумма в правой части соответствует сумме независимых парных амплитуд рассеяния легкой частицы на каждом из двух рассеивающих центров, вторая - амплитуде рассеяния на двухцентровой системе, т.е. многократному рассеянию легкой частицы на двух фиксированных центрах. В первой сумме зависимости от параметра b нет и, конечно, быть не может, во второй сумме зависимость от параметра b есть, и она является важной характеристикой системы [60, с.486].

Для примера ограничимся S-волной в парных силах и простым сепарабельным потенциалом с формфактором $v(p) = \frac{N}{(1 + p^2 / \beta^2)}$, где β^{-1} - радиус

действия парных сил, $N = \sqrt{\frac{4\pi}{m\beta}}$. Тогда $J_{lk}(r; p_0)$ (10) будет четной функцией

относительно замены $r \leftrightarrow -r$ и решение для $M(b; p_0) = \langle M_{lk} \rangle$ примет вид:

$$M(b; p_0) = \frac{J}{1 - \eta J} \equiv \frac{J}{D} \quad (81)$$

где $b = |b|$ - расстояние между рассеивающимися центрами, $J = J(b/2; p_0)$ и $\eta \equiv \eta(p_0)$.

Вводя обозначение $k = \frac{p_0}{\beta}$ и $\tilde{b} = \frac{b\beta}{2}$, получается выражение для этих функций:

$$J = 2 \frac{\exp(-\tilde{b}) - \exp(i\tilde{b}k)}{\tilde{b}(1+k^2)^2} + \frac{\exp(-\tilde{b})}{1+k^2} \quad (82)$$

и $\eta^1 = \lambda^{-1} + (1-ik)^{-2}$. Важно отметить, что нули функции $D = 1 - \eta J$ соответствуют полюсам трехчастичной амплитуды $M(\tilde{b}; k)$. В зависимости от того, где в комплексной плоскости p_0 (или k) эти нули расположены: на положительной, отрицательной мнимых полуосях или близко к вещественной оси, особенности амплитуды будут отвечать соответственно связанным, виртуальным или резонансным состояниям.

Отметим, что константа связи λ по определению является вещественной величиной - это следует из условий унитарности и микроскопичности уже на двухчастичном уровне. Тогда возникает связь между λ и координатами точек $k_I = \text{Im}(k_{res})$, $k_R = \text{Re}(k_{res})$ в комплексной плоскости k , в которых $D(k)|_{k=k_{res}} = 0$:

$$\lambda = \frac{[1+k_R^2-k_I^2]^2 - 4k_R^2k_I^2}{[1+k_R^2-k_I^2]\exp(-\tilde{b}) + (2/\tilde{b})[\exp(-\tilde{b}) - \exp(-k_I\tilde{b})\cos(k_R\tilde{b})] - [1-k_I]^2}, \quad (83)$$

$$\lambda = -\frac{2k_I(1+k_R^2-k_I^2)}{1-k_I[1+\exp(-\tilde{b})] + \exp(-k_I\tilde{b})\sin(k_R\tilde{b})/(k_R\tilde{b})},$$

что, в свою очередь, ведет к запрету значений $k_I = 0$ для любых $k_R \neq 0$, вещественных $\lambda \neq 0$ и положительных \tilde{b} . Это означает, что нули функции $D(\tilde{b}; k)$ не могут пересекать действительную ось комплексной плоскости k или, иными словами, находиться в физической области рассеяния.

Задачу можно еще более упростить, если взять парные взаимодействия между легкой частицей и каждым из фиксированных центров точечными. Соответствующее решение следует из (82) при переходе к пределу $\beta \rightarrow \infty$ и при

фиксированном значении величины k_0 , где $\lambda = -\left(1 + \frac{k_0}{\beta}\right)^2$. Тогда $E = -\frac{k_0^2}{2m}$ -

энергия связи пары, если $k_0 \geq 0$, или энергия виртуального состояния, если $k_0 < 0$. Функция $D(b; k)$ принимает в этом случае вид:

$$D = 1 + 2 \frac{\exp(ibp_0/2)}{b(k_0 + ip_0)}. \quad (84)$$

Условие $D=0$ приводит здесь к рекуррентным соотношениям для волновых чисел связанных ($x_I \geq 0$) и виртуальных ($x \prec 0$) трехчастичных состояний:

$$x_0 = x_I - \exp(x_I), \quad (85)$$

где $x_I = b \operatorname{Im}(p_0)/2$ и $x_0 = bk_0/2$.

Отметим, что в данной модели $x_I \succ x_0$, т.е. связанность в трехчастичной системе всегда больше связанности в парной подсистеме. Поэтому, как известно, легкая частица может быть связана системой двух фиксированных центров, хотя на одном изолированном центре она является еще недосвязанной [60, с.486].

Условием существования связанного трехчастичного состояния будет $x_0 \succ -1$, что возможно при любом значении $\lambda \leq 0$, но при определенных значениях b , удовлетворяющих рекуррентному соотношению (85).

Что касается квазистационарных состояний, то для них значения x_I и x_R могут быть найдены из следующей системы уравнений ($x_R = b \operatorname{Re}(p_0)/2$):

$$\begin{aligned} x_I &= x_0 + \cos(x_R) \exp(-x_I), \\ x_R &= -\sin(x_R) \exp(x_I) \end{aligned} \quad (86)$$

Причем условие $x_I \prec 0$ будет всегда выполняться и резонансные полюса будут всегда находиться в нижней полуплоскости комплексных значений x .

4 РЕЗОНАНСНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ В СВЕРХПЛОТНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

4.1 Характеристики кристаллических структур в оболочках нейтронной звезды

Введем несколько важных для изложения величин и понятий. Длина волны де-Бройля для нейтрона $\lambda = \frac{1}{k} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_n E_n}}$, или $\lambda_n = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2m_n E_n}}$. Тогда, если $E_n \approx 0.1 \text{ MeV}$, $\lambda \approx 90 \text{ fm}$. Для $E_n \approx 0.4 \text{ MeV}$ следует $\lambda \approx 45 \text{ fm}$, а для $E_n \approx 0.8 \text{ MeV}$ получим $\lambda \approx 31.8 \text{ fm}$.

Плотность числа нейтронов можно связать с импульсом Ферми, если нейтроны плотно упакованы и образуют вырожденный ферми-газ

$$n_n = \frac{2}{\hbar^3} \int_0^\infty dp 4\pi p^2 = \frac{8\pi}{3} \cdot k_F^3, \text{ так как } p_F = \hbar k_F \quad (87)$$

Поэтому для $E_F = E_n \approx 0.1 \text{ MeV}$ получим $k_F \approx 0.0695 \text{ fm}^{-1}$, что соответствует плотности нейтронного вырожденного ферми-газа

$$n_n = \frac{8\pi}{3} (6.95 \cdot 10^{11})^3 \cdot \text{см}^{-3} = 2.812 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3} \quad (88)$$

и среднему расстоянию между нейтронами $\bar{r}_n \approx 7.2 \text{ fm}$. Хотя, это будет еще нерелятивистский нейтронный ферми-газ. На больших глубинах, начиная с плотности вещества кристаллической решетки $\rho > 3 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$, вклад в давление нейтронного ферми-газа начнет преобладать над вкладом электронного ферми-газа.

Обратимся к рассматриваемой нами области нейтронной звезды, т.е. к внешней и внутренней оболочкам звезды, где плотности $1.2 \cdot 10^7 \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 1,4 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3$. Здесь главной особенностью являются кристаллические структуры, имеющих в данном диапазоне плотностей энергетически наиболее выгодную форму существования вещества [49].

В оболочках нейтронных звезд основную роль играют гравитационные и кулоновские силы, которые противостоят друг другу. Давление сил гравитации стремится сжать материю, а давление вырожденного электронного ферми-газа сдерживает сжатие, поскольку электроны в решетке плотно упакованы. Электронная компонента вещества прямо связана с плотностью вещества, поскольку число электронов должно компенсировать положительный заряд "голых" ядер в решетке. Т.е. в каждом слое оболочки и даже в каждой ячейке кристаллической решетки в равновесии должна обеспечиваться электронейтральность вещества, что дает возможность выразить термодинамические характеристики вещества как функции от плотности.

Плотность вещества может быть связана с расстоянием между ядрами решетки соотношением

$$\rho = n \cdot m_i, \quad (89)$$

где m_i - масса ядер (сорта i). Из (89) можно выразить концентрацию ядер в оболочке нейтронной звезды при различных значениях плотности, т.е.

$$n_A = \frac{\rho}{m_A} \quad (90)$$

Расстояние между соседними ядрами, стоящими в узлах решетки будет определяться выражением

$$d = \frac{1}{n_x} \quad (91)$$

Нами были рассчитаны эти параметры для таких ядер как углерод, азот, неон, кремний, фосфор и сера, железо.

Для решетки из ядер углерода при $\rho = 10^6 \text{ г/см}^3$ (плотность ядра белых карликов) получим $n = 0,5 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3}$. Значение расстояния между ядрами будут $d = 2,7 \cdot 10^3 \text{ fm}$.

Для решетки из ядер азота при $\rho = 10^6 \text{ г/см}^3$ концентрация ядер равна $n = 0,42 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3}$. Значение расстояния между ядрами будут $d = 2,8 \cdot 10^3 \text{ fm}$.

В случае, если в узлах кристаллической решетки оболочки нейтронной звезды находятся ядра неона концентрация их равняется значению $n = 0,3 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3}$ при значении плотности $\rho = 10^6 \text{ г/см}^3$. Расстояние между двумя ядрами неона будут $d = 3,2 \cdot 10^3 \text{ fm}$.

Для решетки из ядер кремния при $\rho = 10^6 \text{ г/см}^3$ получаем $n = 0,21 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3}$. Значение расстояния между ядрами будут $d = 3,5 \cdot 10^3 \text{ fm}$.

Предполагая, что в решетке находятся ядра фосфора при плотности $\rho = 10^6 \text{ г/см}^3$, мы рассчитали концентрацию, которая равна значению $n = 0,19 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3}$. В этом случае нами получено значение расстояния между ядрами фосфора $d = 3,7 \cdot 10^3 \text{ fm}$.

В случае, когда в узлах кристаллической решетки оболочки нейтронных звезд находятся ядра серы их концентрация равна значению $n = 0,18 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3}$. Расстояние между соседними ядрами, стоящими в узлах решетки будут $d = 3,8 \cdot 10^3 \text{ fm}$.

Таблица 3 - Значения n_A и d при $\rho = 10^6 \text{ г/см}^3$ (плотность ядра БК)

Ядро	${}^{13}_6\text{C}$	${}^{14}_7\text{N}$	${}^{21}_{10}\text{Ne}$	${}^{28}_{14}\text{Si}$	${}^{31}_{15}\text{P}$	${}^{32}_{16}\text{S}$
Параметр						
n_A (10^{29} см^{-3})	0,5	0,42	0,3	0,21	0,19	0,18
d (10^3 fm)	2,7	2,8	3,2	3,5	3,7	3,8

Эти же параметры нами были рассчитаны и для плотностей $\rho = 10^7 \text{ г/см}^3$, $\rho = 10^9 \text{ г/см}^3$, $\rho = 10^{11} \text{ г/см}^3$, $\rho = 10^{13} \text{ г/см}^3$. Все полученные значения приведены ниже в таблицах 4-7.

Таблица 4 - Значения n_A и d при $\rho = 10^7 \text{ г/см}^3$ (плотность внешней корки нейтронной звезды)

Ядро	${}^{13}_6\text{C}$	${}^{14}_7\text{N}$	${}^{21}_{10}\text{Ne}$	${}^{28}_{14}\text{Si}$	${}^{31}_{15}\text{P}$	${}^{32}_{16}\text{S}$
Параметр						
n_A (10^{30} см^{-3})	0,5	0,42	0,3	0,21	0,19	0,18
d (10^2 fm)	12,5	14,2	15,15	16,6	17,5	17,8

Таблица 5 - Значения n_A и d при $\rho = 10^9 \text{ г/см}^3$ (плотность внутренней корки нейтронной звезды)

Ядро	${}^{13}_6\text{C}$	${}^{14}_7\text{N}$	${}^{21}_{10}\text{Ne}$	${}^{28}_{14}\text{Si}$	${}^{31}_{15}\text{P}$	${}^{32}_{16}\text{S}$
Параметр						
n_A (10^{32} см^{-3})	0,5	0,42	0,3	0,21	0,19	0,18
d (10^2 fm)	2,7	2,8	3,2	3,5	3,7	3,8

Таблица 6 - Значения n_A и d при $\rho = 10^{11} \text{ г/см}^3$ (плотность нейтронной звезды)

Ядро	${}^{13}_6\text{C}$	${}^{14}_7\text{N}$	${}^{21}_{10}\text{Ne}$	${}^{28}_{14}\text{Si}$	${}^{31}_{15}\text{P}$	${}^{32}_{16}\text{S}$
Параметр						
n_A (10^{34} см^{-3})	0,5	0,42	0,3	0,21	0,19	0,18
d (fm)	59	62,5	69	78	81	82

Таблица 7 - Значения n_A и d при $\rho = 10^{13} \text{ г/см}^3$ (плотность нейтронной звезды)

ядро	${}^{13}_6\text{C}$	${}^{14}_7\text{N}$	${}^{21}_{10}\text{Ne}$	${}^{28}_{14}\text{Si}$	${}^{31}_{15}\text{P}$	${}^{32}_{16}\text{S}$
Параметр						
n_A (10^{36} см^{-3})	0,5	0,42	0,3	0,21	0,19	0,18
d (fm)	12,5	14,2	15,15	16,6	17,5	17,8

По полученным данным приведем график зависимости плотности от расстояния между ядрами. Так как рассматриваемые нами ядра $^{13}_6\text{C}$, $^{14}_7\text{N}$, $^{21}_{10}\text{Ne}$, $^{28}_{14}\text{Si}$, $^{31}_{15}\text{P}$, $^{32}_{16}\text{S}$ имеют незначительную разницу по массе мы приведем только график зависимости плотностей оболочек нейтронной звезды от расстояния между ядрами азота, стоящими в узлах кристаллической решетки



Рисунок 16 - Зависимость плотностей оболочек нейтронной звезды от расстояния между ядрами решетки (на примере азота)

Как наглядно иллюстрирует рисунок 16 можно утверждать, что с увеличением плотности расстояния между ядрами уменьшается. Так как для расчетов мы использовали значения плотностей определенного слоя компактных звезд мы видим что плотность растет с глубиной, а расстояние между ядрами, стоящими в узлах решетки при этом уменьшается.

4.2 Трехчастичные нейтронные резонансы в оболочках сверхплотных звезд

Свободные нейтроны внутри кристаллической решетки являются важными для нашего подхода. При энергиях нейтронов, близких к энергиям обычных резонансов в $n = A_i$ системе, в плотной решетке возникают структурные резонансы при определенных значениях параметра решетки d [56, с. 19]. Появление таких резонансов меняет в данном локальном слое решетки уравнение состояния, т.е. меняется баланс сил. резонансные нейтроны будут давать вклад в состояние системы лишь до определенной глубины внутренней оболочки.

Рассмотрим задачу взаимодействия легкой частицы (в данном случае - нейтрона) с системой нескольких тяжелых ядер. Такая квантовомеханическая задача решается до конца при достаточно простых приближениях. Первое, это когда парные взаимодействия между легкой и тяжелой частицами имеет сепарабельный характер. И второе, в приближении Борна-Оппенгеймера, когда отношение масс легкой и тяжелой частиц стремится к нулю [102, с. 88; 77; 64].

Первое упрощение возникает для нейтрон-ядерных резонансов Брейта-Вигнера, которые хорошо известны из эксперимента, так называемые двухчастичные взаимодействия. Далее приведем кривые полученные из экспериментов, которая наглядно иллюстрирует зависимость полного сечения реакции от энергии электронов.

Сечение измеряется в барнах ($1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-24} \text{ см}^2 = 100 \text{ фм}^2$ (примерные размер атомного ядра) в ядерной физике единица измерения эффективного сечения ядерных реакций).

На рисунке 22 в качестве примера представлена зависимость сечения деления ^{235}U от энергии нейтронов. Изменение этого сечения имеет резонансный пикообразный характер. На некоторых интервалах энергий сечение сначала резко возрастает, достигает максимального значения при *резонансной энергии*, а затем резко падает.

С увеличением энергии высоты пиков, соответствующих возбуждённым состояниям, уменьшаются, а энергетические уровни расширяются.

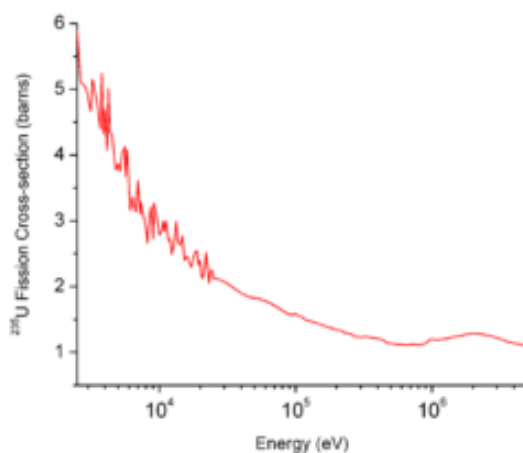


Рисунок 17 - Зависимость сечения деления ^{235}U от энергии нейтронов [105]

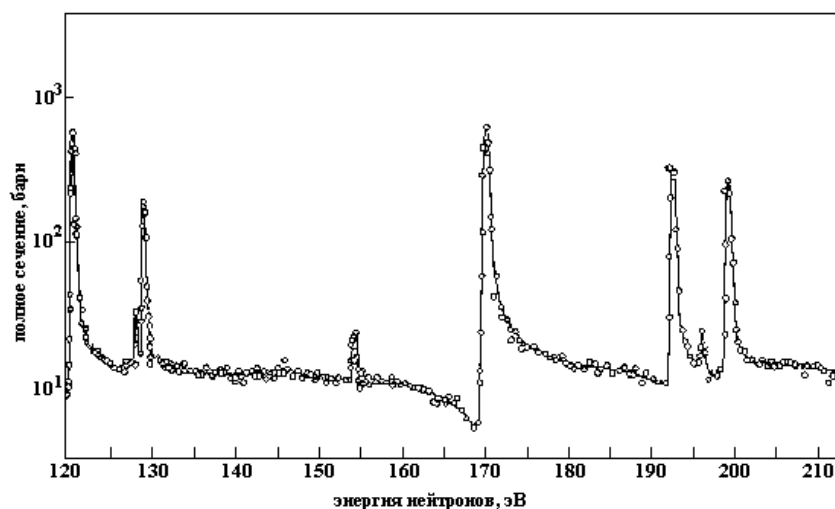


Рисунок 18 - Зависимость полного сечения реакции от энергии нейтронов [105]

Второе упрощение возникает если ядра фиксированы в узлах кристаллической решетки. Эти приближения еще более эффективны, если решеткой является сверхплотный кристалл.

Для описания трехчастичных резонансов мы использовали приближение Борна-Оппенгеймера, потому что мы имеем дело с кристаллической структурой, предполагая что $\frac{m}{M} \rightarrow 0$. Такое условие опять таки возможно в кристалле, потому кристаллическую структуру можно рассматривать как монолит, а ядро, находящееся в его узлах - его элемент. При взаимодействиях этот малый элемент имеет не свою массу, а эффективную массу, которая равна массе всего кристаллического домена. Такой эффект можно в чистом виде наблюдать в экспериментах с эффектом Мессбауэра. Эффект Мессбауэра хорошо работает при низких температурах, когда кристалл взаимодействует хорошо. В сверхплотной среде тоже хорошо работает, т.к. материя сжата.

Эффективный потенциал действующий между двумя тяжелыми частицами решетки, создается полем их многократного взаимодействия с легкой частицей. Этот эффект хорошо известен из задачи по определению энергии связи ионной молекулы водорода H_2^+ . В этом случае эффективное поле легкого электрона создает притяжение и создает связь между двумя протонами в этой системе.

В нашем случае, эффективный потенциал между тяжелыми ядрами решетки создается полем их многократного взаимодействия с нейтроном, которое можно назвать эффективным полем резонансного перерасеяния нейтрона на тяжелых ядрах [74, с. 37].

Считая что парные амплитуды нейтрон-ядерного рассеяния имеют форму резонансов Брейта-Вигнера, приведем выражение для такого эффективного потенциала, действующего между тяжелыми ядрами. Запишем

$$V_{ij}^{eff} = (\vec{k}, \vec{k}'; k_0; \vec{r}) = |v_i\rangle \eta_i M_{ij} \langle v_j| \quad (92)$$

где величина $M_{ij} = M_{ij}(k_0; \vec{r}, \vec{r}')$ может быть представлена в форме:

$$M_{ij}(k_0; \vec{r}, \vec{r}') = M_{ij}^+(k_0; \vec{r}) \cdot \delta(\vec{r} + \vec{r}') + M_{ij}^-(k_0; \vec{r}) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}') \quad (93)$$

Обозначения и выражения для эффективного потенциала приведены в предыдущей главе.

Зная эффективный потенциал (92), действующий между тяжелыми ядрами, можно оценить его действие на кристаллическую решетку, и определить каково будет изменение величины расстояния между ядрами, вносимое этим эффективным потенциалом.

Волновая функция системы взаимодействующих ядер может быть выбрана в форме $|\Psi_{ef}\rangle = |\Psi_i \cdot \Psi_j \cdot \Psi_n\rangle$, где Ψ_i - волновая функция ядра, фиксированного в узле кристаллической решетки, а Ψ_n - волновая функция, описывающего нейтрон перерасеяния.

Уравнение Шредингера для волновой функции Ψ_{ef} запишем в виде:

$$(E + H_0) |\Psi_{ef}\rangle = V^{ef} |\Psi_{ef}\rangle \quad (94)$$

Умножая (5) слева на волновую функцию подсистемы тяжелых ядер $\langle \Psi_i \cdot \Psi_j |$, получим следующее выражение:

$$\langle \Psi_i \cdot \Psi_j | (E - H_0) | \Psi_{ef} \rangle = \langle \Psi_i \cdot \Psi_j | V^{ef} | \Psi_{ef} \rangle \quad (95)$$

В приближении Борна-Оппенгеймера, который описан в 3 главе, гамильтониан H_0 описывает свободное движение только легкой частицы, т.е. нейтрона, тогда как тяжелые ядра, фиксированные в узлах плотной решетки, считаются неподвижными. Тогда правая часть (95) сведется к выражению

$$\langle \Psi_i \cdot \Psi_j | (E - H_0) | \Psi_{ef} \rangle = (E - H_0) | \Psi_n \rangle \quad (96)$$

Это приведет к уравнению для движения нейтрона в упорядоченной структуре

$$(E - H_0) | \Psi_n \rangle = V_n^{ef} | \Psi_n \rangle \quad (97)$$

где введен эффективный потенциал

$$V_n^{ef} = \langle \Psi_i \cdot \Psi_j | V^{ef} | \Psi_i \cdot \Psi_j \rangle$$

Важно отметить, что этот эффективный потенциал $V^{ef}(r, E_n)$ имеет сепарабельный вид, т.к. из (3) следует, что $V_n^{ef} = \langle \Psi_i \cdot \Psi_j | v_i \rangle \eta_i M_{ij} \eta_j \langle v_j | \Psi_i \cdot \Psi_j \rangle$, и оно сводится к следующей форме

$$V_n^{ef} = \bar{v}_{n,i}(\vec{p}) \cdot \eta_i(E) \cdot M_{ij}(\vec{r}, \vec{r}'; E) \cdot \eta_j(E) \cdot v_{n,j}(\vec{p}') \quad (98)$$

где \vec{p} , \vec{p}' обозначают, соответственно, входящий и исходящий импульсы нейтрона, а \vec{r} , \vec{r}' - координаты рассеивающихся центров на входе и выходе нейтрона из подсистемы-мишени. Сепарабельный вид потенциала в (98) дает возможность найти точное аналитическое решение задачи, и провести достаточно простые оценки [56, с. 23].

Резонансные реакции с нейтронами хорошо определены в экспериментах. Резонансы и реакции с нейтронами являются важными в процессах цепных ядерных реакций деления, и, соответственно, во многих практических приложениях этих реакций. Отсутствие у нейтрона электрического заряда приводит к тому, что они в основном взаимодействуют непосредственно с атомными ядрами, либо вызывая ядерные реакции, либо рассеиваясь на ядрах. Характеристика и интенсивность нейтрон-ядерного взаимодействия существенно зависят от энергии. В силу этого определяет эту частицу в ряд первостепенных при изучении особенностей ядерных резонансов, возникающих в сложных квантовых системах. Нейтрон и трехчастичные реакции с участием нейтронов представляют собой исключительно важный объект исследований в астрофизике [49; 101, с. 72].

Задачей исследования являлось определение нейтронного резонансного рассеяния на системах, состоящих из двух тяжелых ядер, фиксированных в узлах кристаллической решетки в сверхплотной оболочке нейтронной звезды. Нейтроны с ядрами образуют парные резонансные состояния $A+n$ в S - волне.

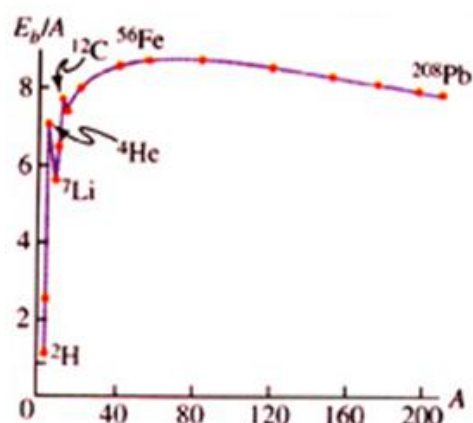
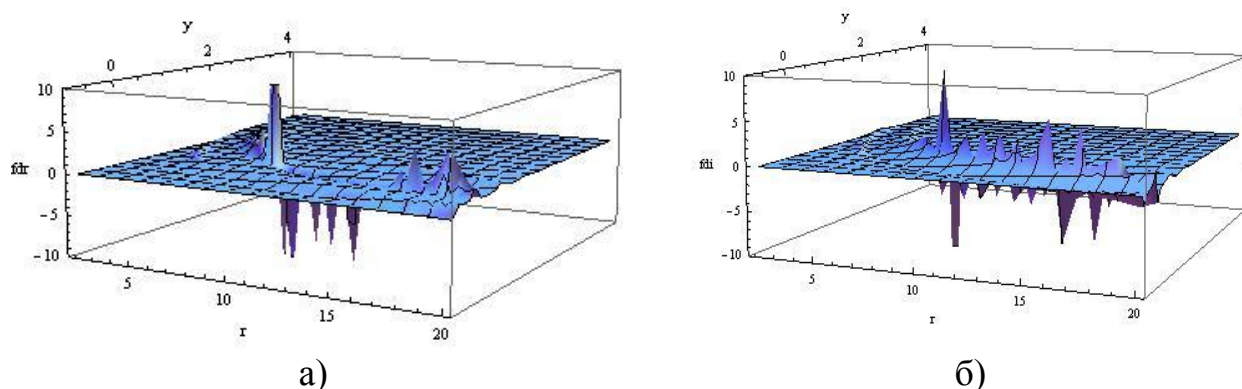


Рисунок 19 - Зависимость удельной энергии связи от массового числа [105]

Нами были рассмотрены нейтронные резонансы с такими ядрами как углерод, азот, неон, кремний, фосфор, сера. Перечисленные ядра, исходя из рисунка, представленного ниже, которая определяет зависимость удельной энергии связи от массового числа, находясь в области $A > 40$, они являются более энергопродуктивными, см. рисунок 19.

Далее приведем кривые вычислений, полученных в прикладной программе Mathematica 8, для реальной и мнимой частей эффективного потенциала в случаях, когда решетка сверхплотной кристаллической структуры состоит из ядер углерода.

Углерод ^{13}C - нуклид химического элемента углерода с атомным номером 6 и массовым числом 13. Один из стабильных изотопов углерода. Изотопная стабильность изотопов ^{13}C в природе составляет приблизительно 1,07%. Атомная масса - 13,0033 а.е.м.; спин - 1/2 [21].

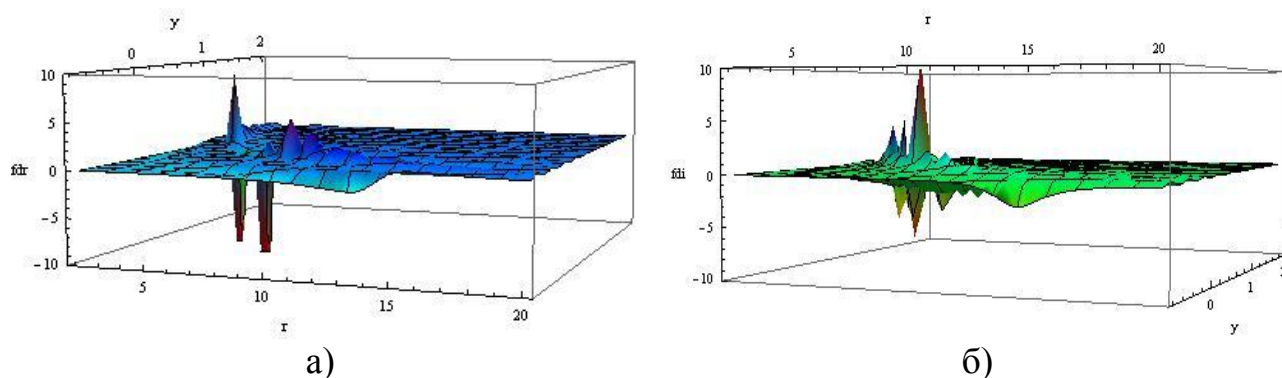


Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 20 - Двухчастичные параметры $E_b = -1275 \text{ keV}$,
 $E_R = -152.9 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 3.7 \text{ keV}$

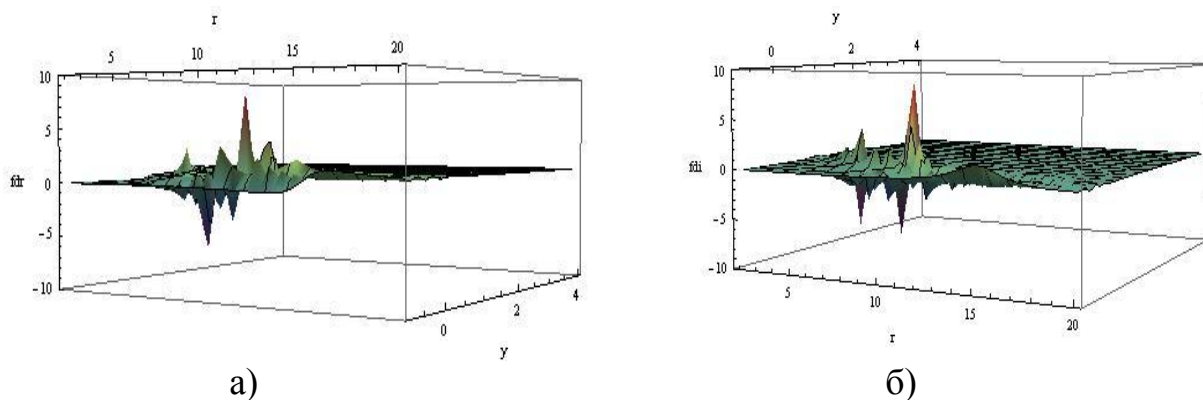
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=10 \text{ fm}$

Для получения рисунков по определению трехчастичных резонансов в системе $^{13}\text{C} + ^{13}\text{C} + n$ нами были использованы следующие значения двухчастичного резонанса: значение энергии связанного состояния E_b , значение энергии резонансного состояния E_R , значение ширины нейтронного резонанса Γ_n [72, с. 64].



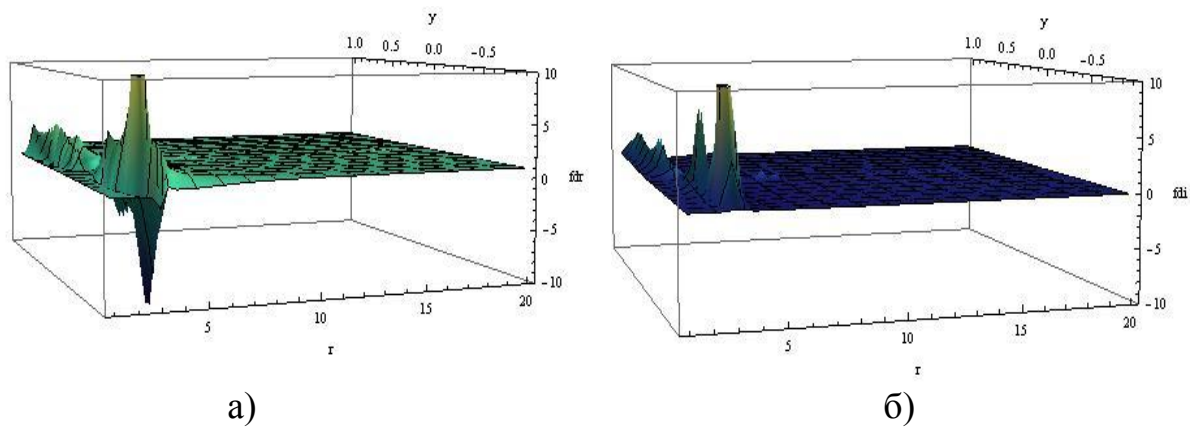
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 21 - Двухчастичные параметры $E_b = -1275 \text{ keV}$;
 $E_R = 173.6 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 17.6 \text{ keV}$
 Трехчастичный резонанс проявляется при $r=5 \text{ fm}$



Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 22 - Двухчастичные параметры $E_b = -1275 \text{ keV}$;
 $E_R = 2416 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 9.3 \text{ keV}$
 Трехчастичный резонанс проявляется при $r=11 \text{ fm}$

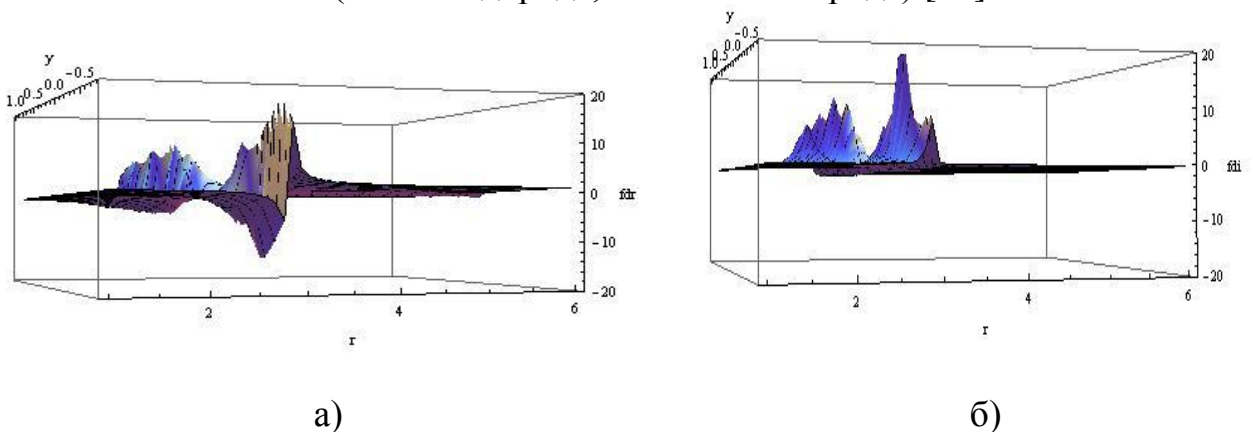


Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 23 - Двухчастичные параметры $E_b = -1275$ keV;
 $E_R = 1755$ keV; $\Gamma_n = 41$ keV
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=4$ fm

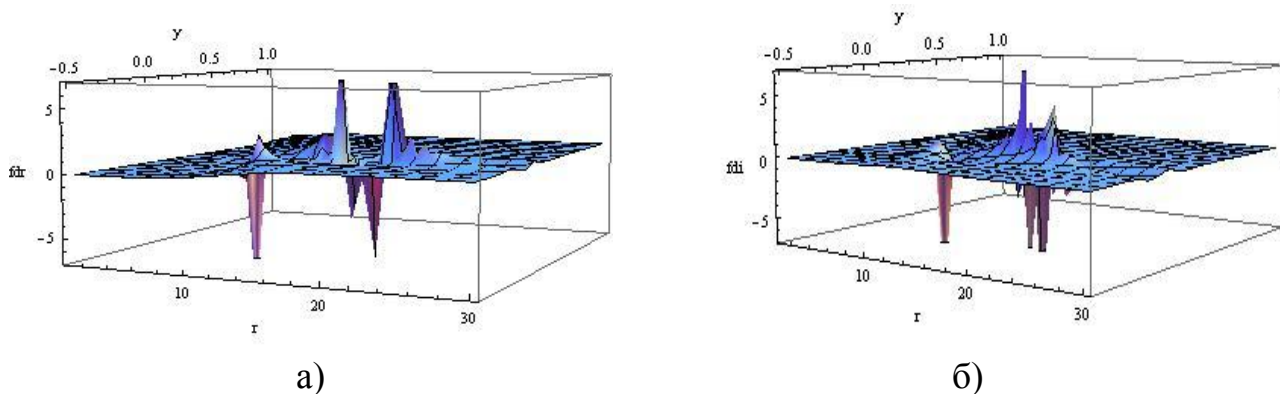
Также нами была рассмотрена система $^{14}N + ^{14}N + n$. Расчеты трехчастичных параметров также были проведены в пакете прикладных программ Mathematica 7 и Mathematica 8. Далее приведены рисунки для реальной и мнимой частей эффективного потенциала в случаях, когда решетка сверхплотной кристаллической структуры состоит из ядер азота.

Азот - элемент 15-й группы второго периода периодической системы Д.Менделеева, с атомным номером 7 и массовым числом 14, атомная масса - 14,00674 а.е.м. Азот является четвертым по распространенности элементом Солнечной системы (после водорода, гелия и кислорода) [21].



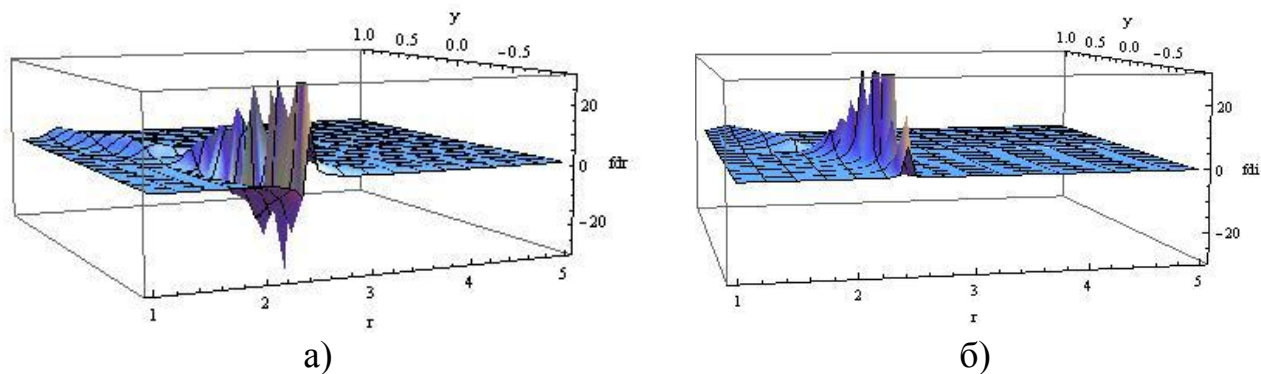
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 24 - Двухчастичные параметры $E_b = -2524$ keV;
 $E_R = 432$ keV; $\Gamma_n = 3.5$ keV
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=2.5$ fm



Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 25 - Двухчастичные параметры $E_b = -2524 \text{ keV}$;
 $E_R = 837 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 404.9 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r = 20 \text{ fm}$



Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 26 - Двухчастичные параметры $E_b = -3534 \text{ keV}$;
 $E_R = 2710 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 30 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r = 3 \text{ fm}$

Далее приведем кривые вычислений, которые также получены в прикладной программе Mathematica 8, для реальной и мнимой частей эффективного потенциала в случаях, когда решетка сверхплотной кристаллической структуры состоит из ядер неона.

Неон ^{21}Ne - стабильный нуклид химического элемента неона с атомным номером 10 и массовым числом 21. Изотопная распространенность неона -21 в природе составляет 0,27%. Данный нуклид образуется в результате β^- - распада. Атомная масса - 20,9938 а.е.м. Спин и четность ядра - $3/2^+$.

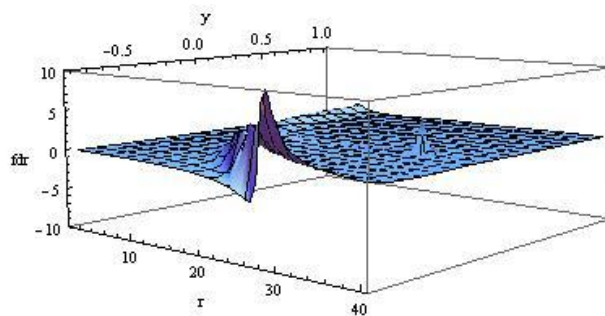
Для получения рисунков по определению трехчастичных резонансов в системе $^{21}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne} + n$ нами были использованы следующие значения двухчастичного резонанса: значение энергии связанного состояния E_b ,

значение энергии резонансного состояния E_R , значение ширины нейтронного резонанса Γ_n , приведенные в таблице ниже.

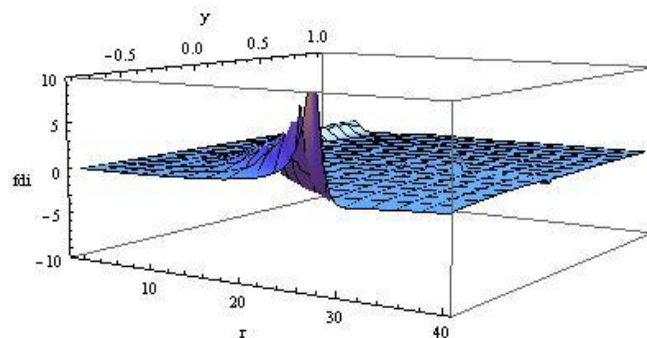
Таблица 8 - Значения двухчастичных параметров [71, с. 75]

Система	E_b (keV)	E_R (keV)	Γ_n (keV)
$^{21}\text{Ne} + ^{21}\text{Ne} + n$	-18,4	261	6
		402	6
		511	6
		580	24
		866	7
		942	12
		1119	48
		1150	3
		1269	18

По приведенным в таблице данным были получены следующие графики.



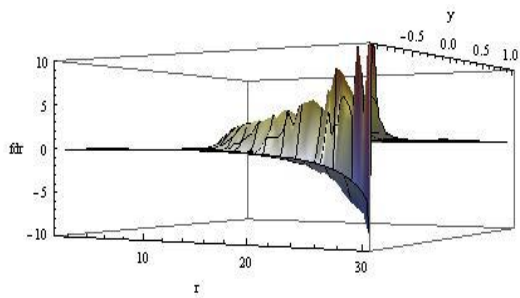
а)



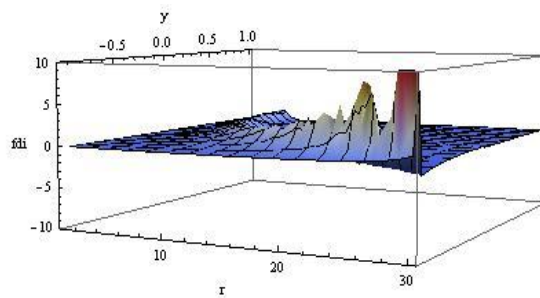
б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 27 - Двухчастичные параметры $E_b = -18.4$ keV; $E_R = 261$ keV; $\Gamma_n = 6$ keV
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=33$ fm



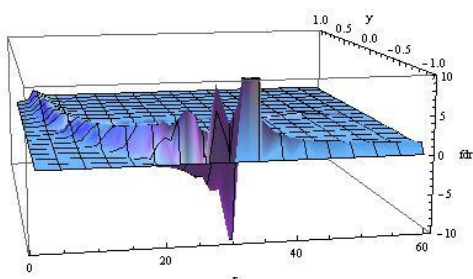
а)



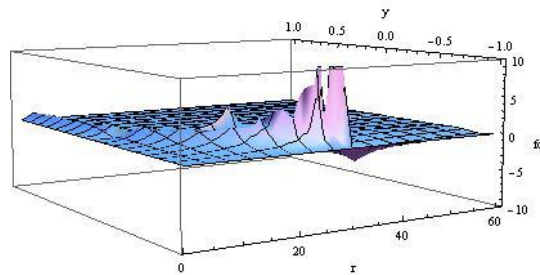
б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 28 - Двухчастичные параметры $E_b = -18.4 \text{ keV}$; $E_R = 402 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 6 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=31 \text{ fm}$



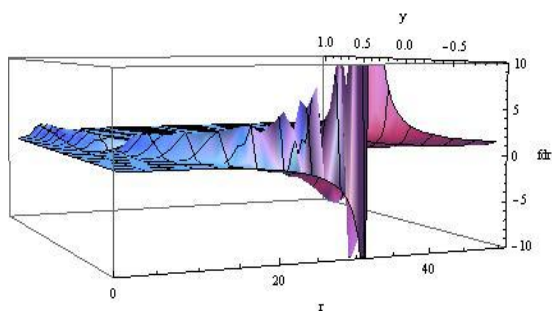
а)



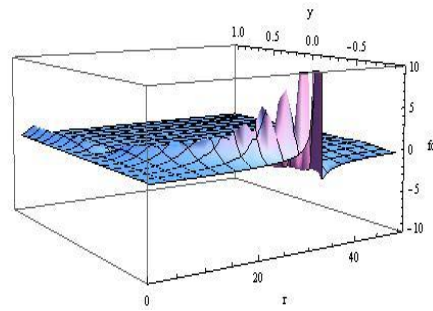
б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 29 - Двухчастичные параметры $E_b = -18.4 \text{ keV}$; $E_R = 511 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 6 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=39 \text{ fm}$



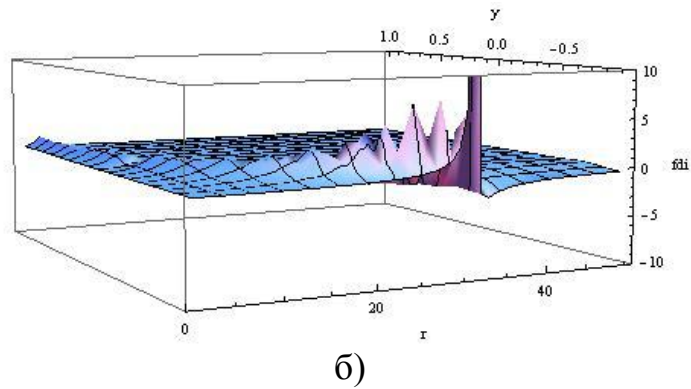
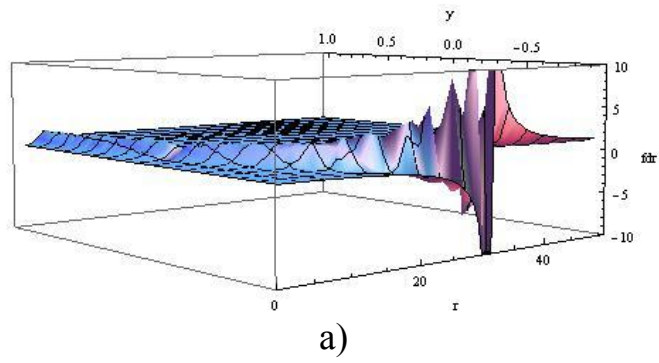
а)



б)

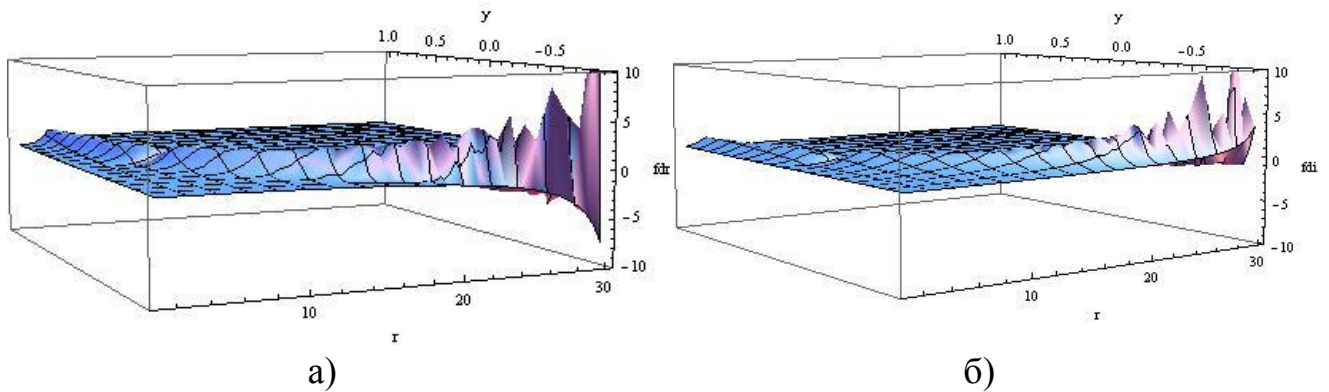
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 30 - Двухчастичные параметры $E_b = -18.4 \text{ keV}$;
 $E_R = 580 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 24 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=40 \text{ fm}$



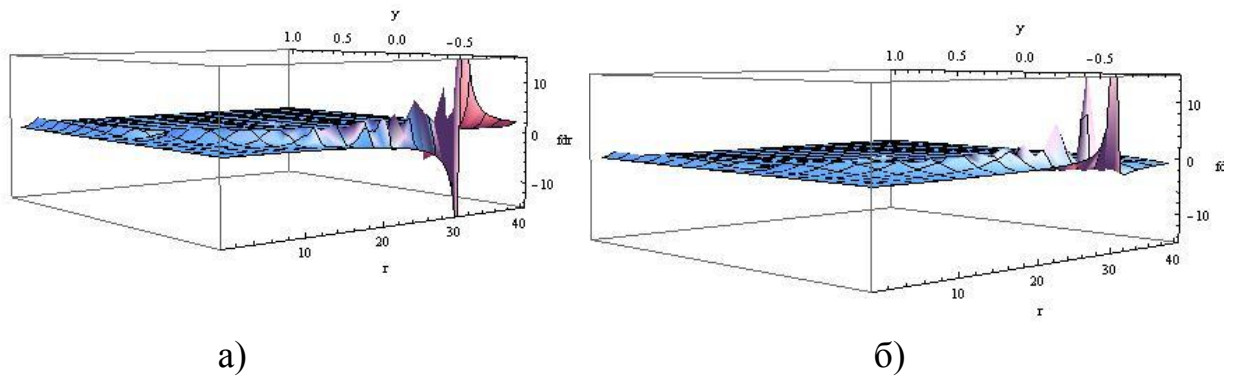
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 31 - Двухчастичные параметры $E_b = -18 \text{ keV}$; $E_R = 866 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 7 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=35 \text{ fm}$



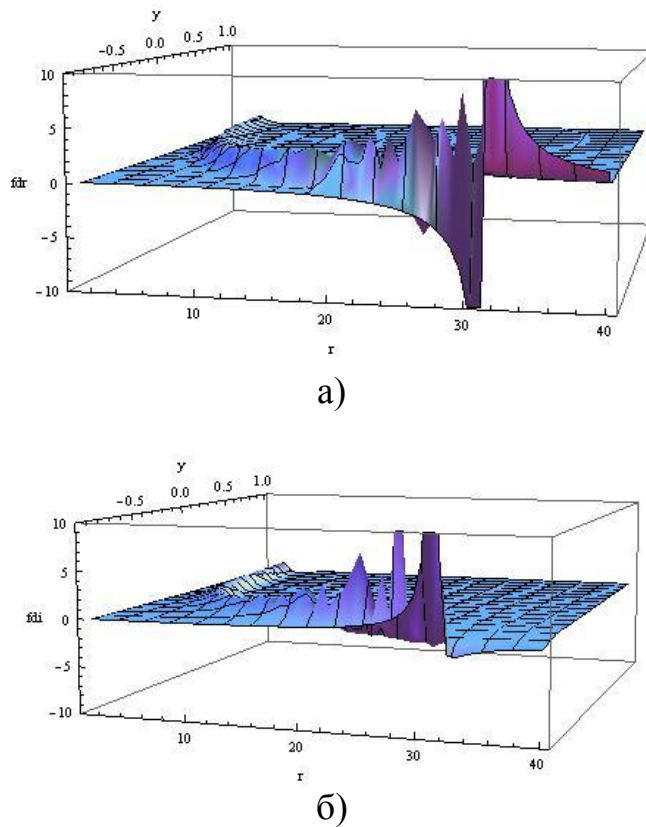
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 32 - Двухчастичные параметры $E_b = -18.4 \text{ keV}$;
 $E_R = 942 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 12 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=32 \text{ fm}$



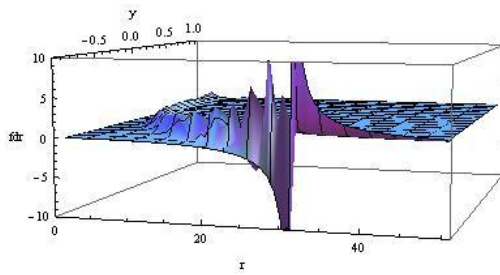
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 33 - Двухчастичные параметры $E_b = -18.4 \text{ keV}$;
 $E_R = 1119 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 48 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=37 \text{ fm}$

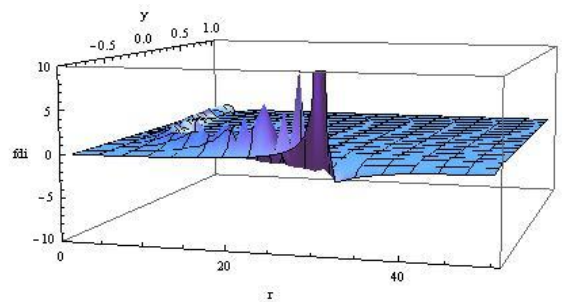


Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 34 - Двухчастичные параметры $E_b = -18.4 \text{ keV}$;
 $E_R = 1150 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 3 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=36 \text{ fm}$



а)



б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 35 - Двухчастичные параметры $E_b = -18.4 \text{ keV}$;

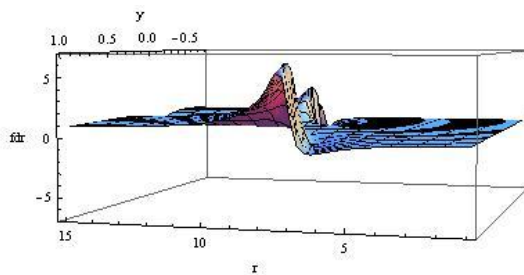
$E_R = 1269 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 18 \text{ keV}$

Трехчастичный резонанс проявляется при $r=30 \text{ fm}$

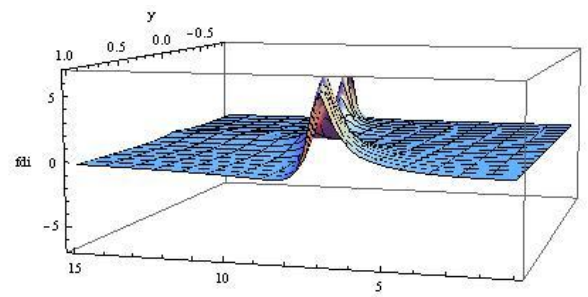
Нами была рассмотрена система $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} + n$. Расчеты трехчастичных параметров также были проведены в пакете прикладных программ Mathematica 7 и Mathematica 8. Далее приведены рисунки для реальной и мнимой частей эффективного потенциала в случаях, когда решетка сверхплотной кристаллической структуры состоит из ядер кремния.

Кремний ^{28}Si - разновидность химического элемента, стабильный изотоп. Масса изотопа - 27,9769 а.е.м., спин и четность ядра - 0^+ [21].

Для расчетов трехчастичных эффектов для системы $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si} + n$ были использованы значения энергии связанного состояния, значение энергии резонансного состояния и значение ширины резонанса [72, с. 85].



а)

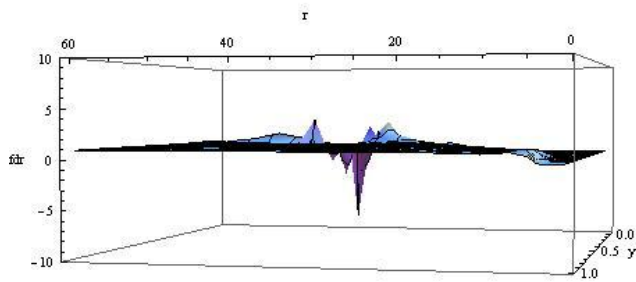


б)

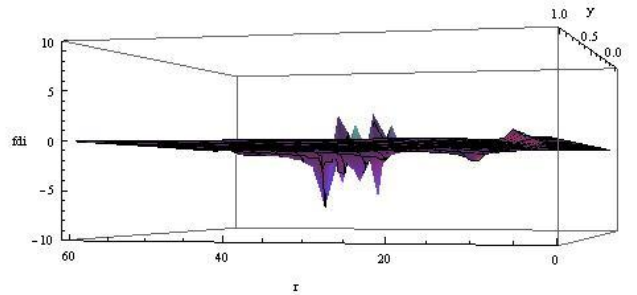
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 36 - Двухчастичные параметры $E_b = -210 \text{ keV}$; $E_R = 55 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 1,5 \text{ keV}$

Трехчастичный резонанс проявляется при $r=13 \text{ fm}$



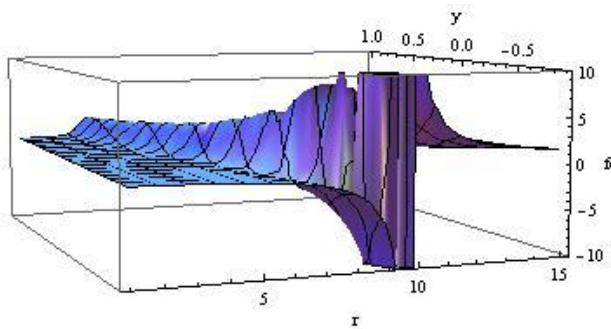
а)



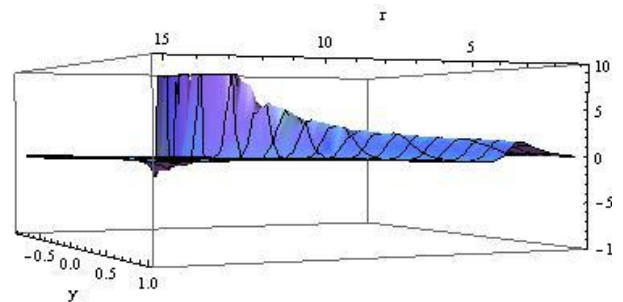
б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 37 - Двухчастичные параметры $E_b = -210$ keV; $E_R = 188$ keV; $\Gamma_n = 60$ keV
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=50$ fm



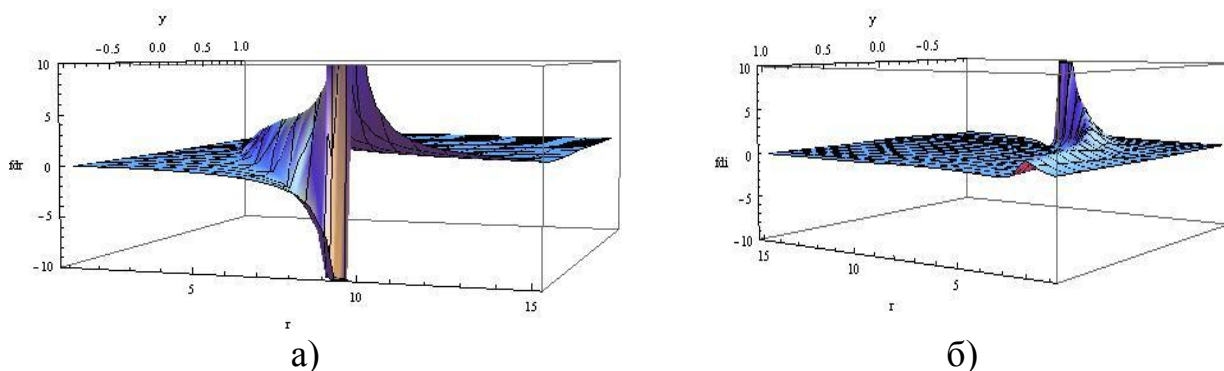
а)



б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 38 - Двухчастичные параметры $E_b = -210$ keV;
 $E_R = 590.5$ keV; $\Gamma_n = 0.4$ keV
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=10$ fm



Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 39 - Двухчастичные параметры $E_b = -210$ keV; $E_R = 1253$ keV; $\Gamma_n = 9$ keV
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=12$ fm

Далее приведены кривые вычислений, которые мы получили также в прикладной программе Mathematica 8, для реальной и мнимой частей эффективного потенциала в случаях, когда решетка сверхплотной кристаллической структуры состоит из ядер фосфора.

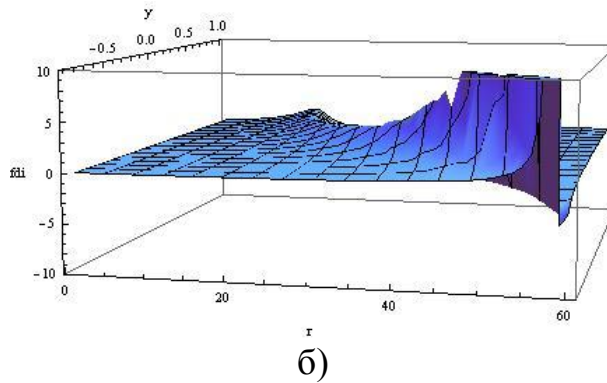
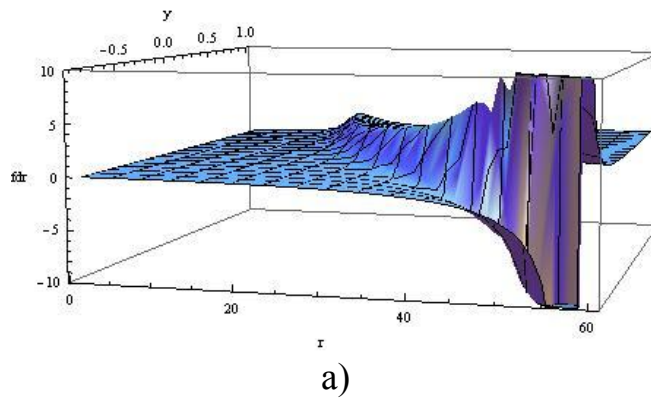
Фосфор ^{31}P - стабильный нуклид химического элемента фосфора с атомным номером 15 и атомной массой 30,974 а.е.м., спин и четность ядра - $1/2^+$.

Для получения рисунков по определению трехчастичных резонансов в системе $^{31}\text{P} + ^{31}\text{P} + n$ нами были использованы следующие значения двухчастичного резонанса: значение энергии связанного состояния E_b , значение энергии резонансного состояния E_R , значение ширины нейтронного резонанса Γ_n , приведенные в таблице.

Таблица 9 - Значения двухчастичных параметров [72, с.88]

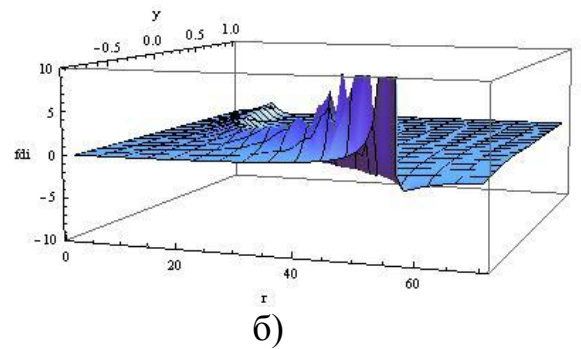
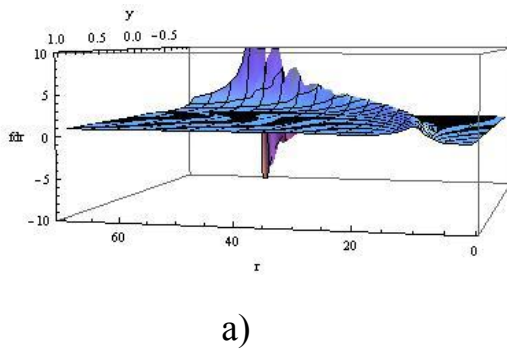
Система	E_b (keV)	E_R (keV)	Γ_n (keV)
$^{31}\text{P} + ^{31}\text{P} + n$	-5,9	26,78	0,004
		92,9	0,235
		157	3
		184	0,7
		220	1,6
		229	1,7
		270	1,2
		365	20
		560	30

Используя данные значения нами были получены следующие значения r .



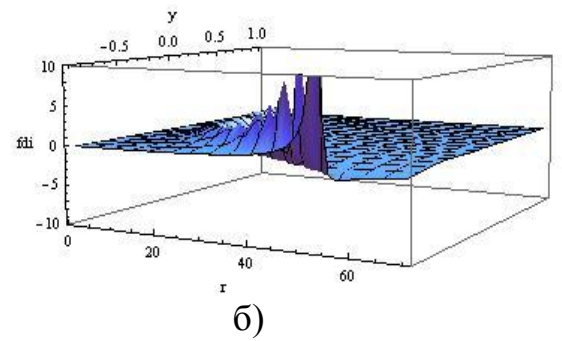
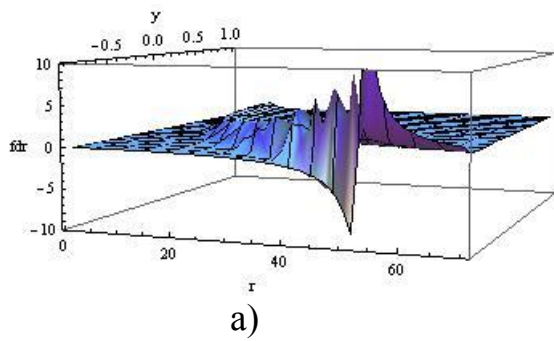
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 40 - Двухчастичные параметры $E_b = -5.9 \text{ keV}$;
 $E_R = 26.78 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 0.004 \text{ keV}$
 Трехчастичный резонанс проявляется при $r=60 \text{ fm}$



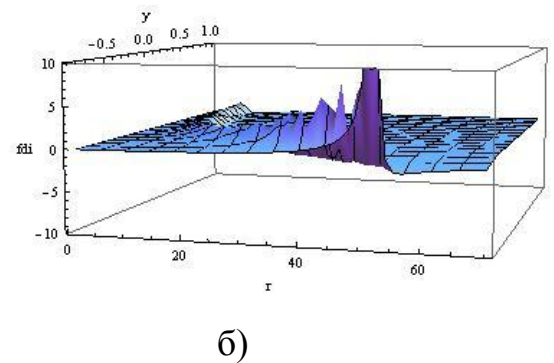
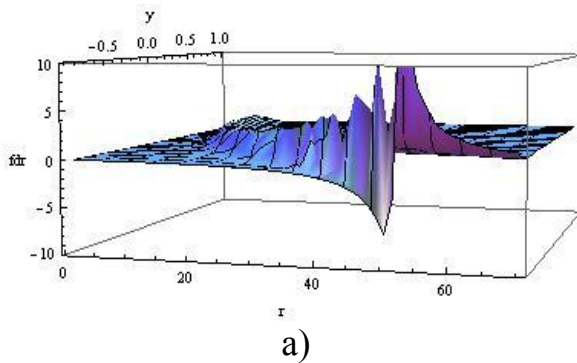
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 41 - Двухчастичные параметры $E_b = -5.9 \text{ keV}$;
 $E_R = 92.9 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 0.235 \text{ keV}$
 Трехчастичный резонанс проявляется при $r=55 \text{ fm}$



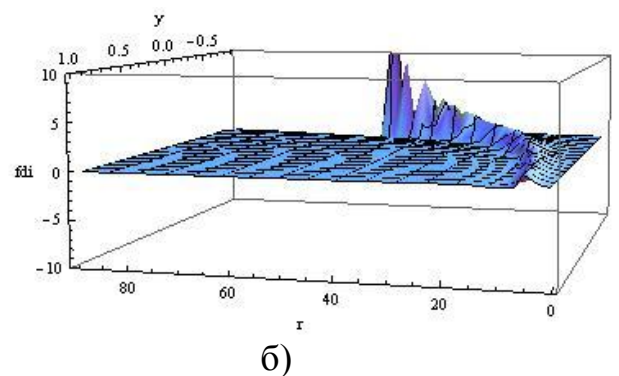
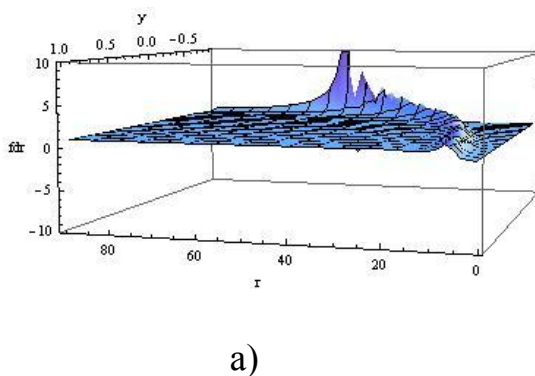
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 42 - Двухчастичные параметры $E_b = -5.9 \text{ keV}$; $E_R = 157 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 3 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r = 58 \text{ fm}$



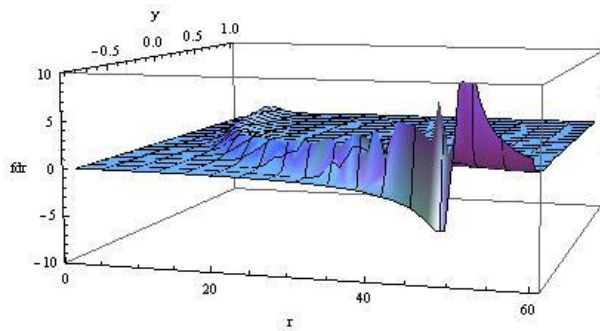
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 43 - Двухчастичные параметры $E_b = -5.9 \text{ keV}$; $E_R = 184 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 0.7 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r = 61 \text{ fm}$

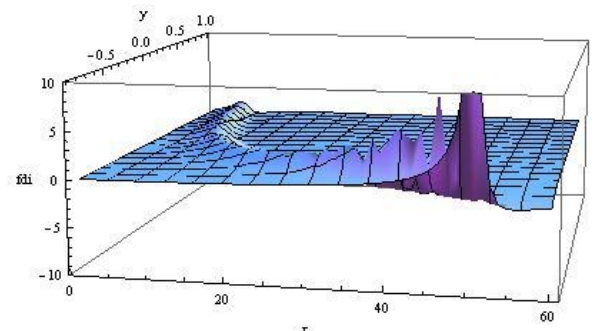


Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 44 - Двухчастичные параметры $E_b = -5.9 \text{ keV}$; $E_R = 220 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 1.6 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r = 58 \text{ fm}$



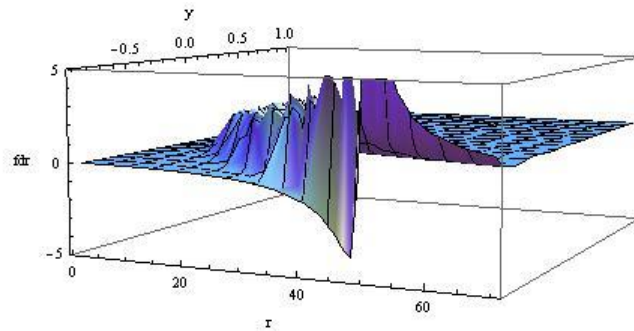
а)



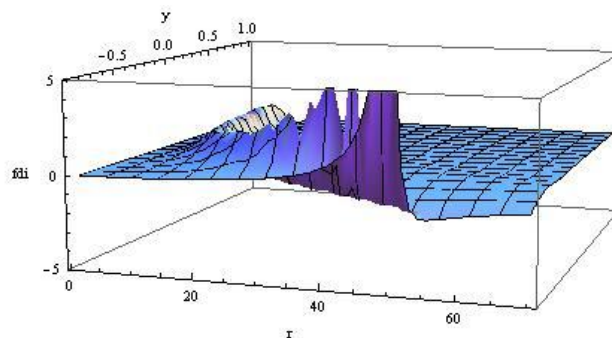
б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 45 - Двухчастичные параметры $E_b = -5.9 \text{ keV}$; $E_R = 229 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 1.7 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=60 \text{ fm}$

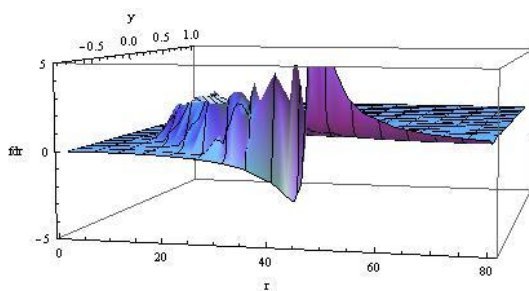


а)

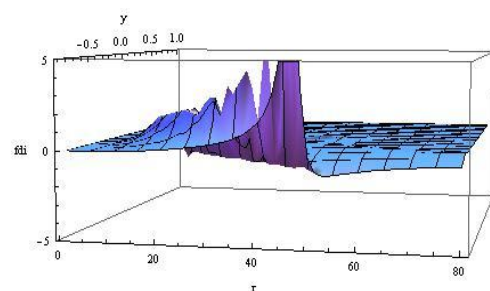


Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 46 - Двухчастичные параметры $E_b = -5.9 \text{ keV}$; $E_R = 270 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 1.2 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=55 \text{ fm}$



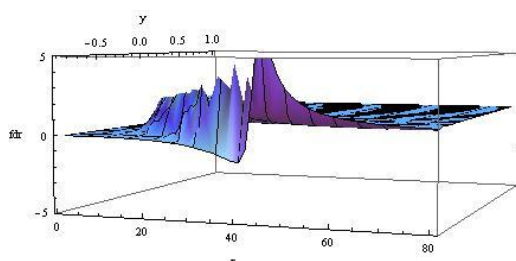
а)



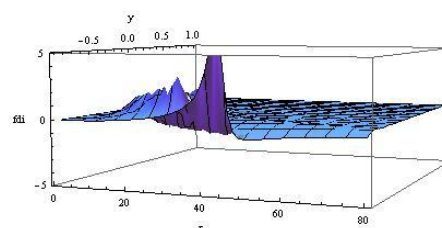
б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 47 - Двухчастичные параметры $E_b = -5.9$ keV; $E_R = 365$ keV; $\Gamma_n = 20$ keV
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=58$ fm



а)



б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 48 - Двухчастичные параметры $E_b = -5.9$ keV; $E_R = 560$ keV; $\Gamma_n = 30$ keV
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=50$ fm

Таблица 10 - Значения двухчастичных параметров [72, с. 90]

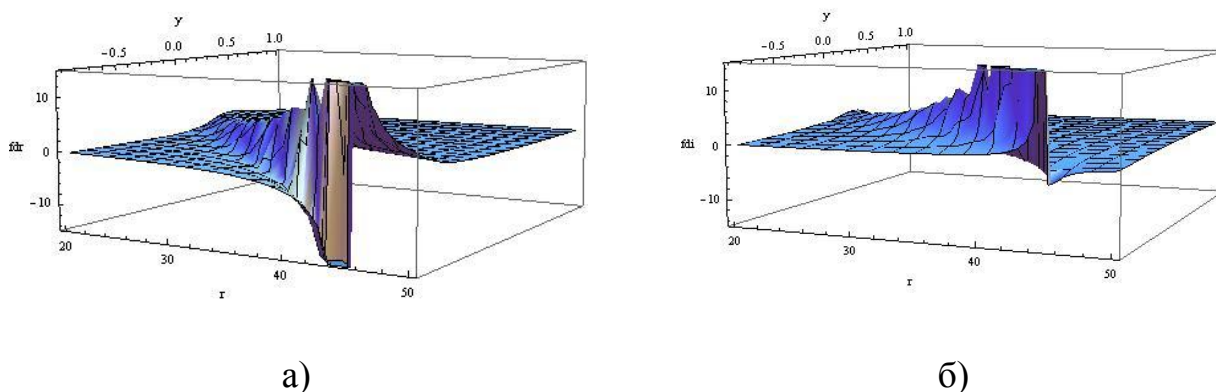
Система	E_b (keV)	E_R (keV)	Γ_n (keV)
$^{32}S + ^{32}S + n$	-10	30,382	0,0636
		102,71	15
		202,63	3,05
		272,08	1,66
		376,55	7,85
		696,04	11,80
		724,79	4,50
		1290,8	11,45

Нами также была рассмотрена система $^{32}S + ^{32}S + n$. Расчеты трехчастичных параметров также были проведены в пакете прикладных программ Mathematica 7 и Mathematica 8. Далее приведены рисунки для реальной и мнимой частей

эффективного потенциала в случаях, когда решетка сверхплотной кристаллической структуры состоит из ядер серы.

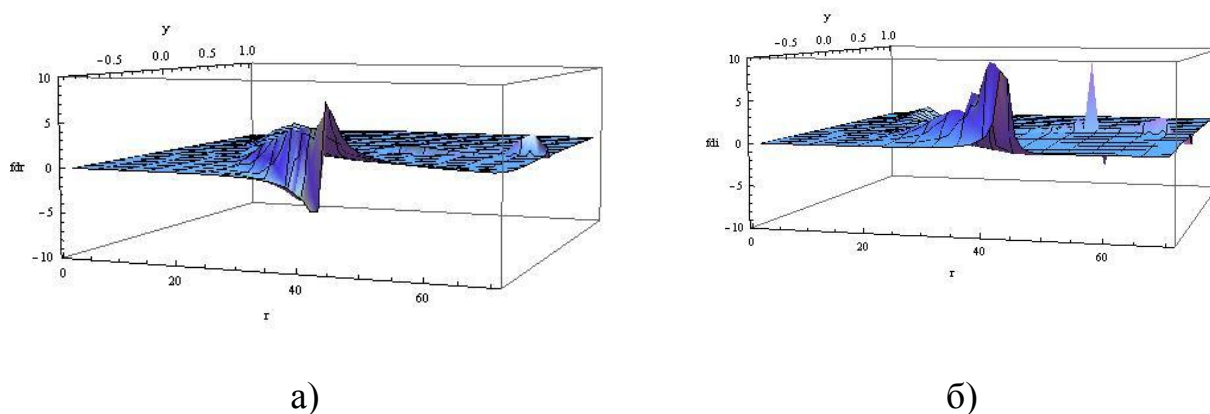
Сера - химический элемент 16 группы, третьего периода периодической системы Д.Менделеева. Атомная масса - 32,066 а.е.м. [21].

Для расчетов трехчастичных эффектов для системы $^{32}\text{S} + ^{32}\text{S} + n$ были использованы значения энергии связанного состояния, значение энергии резонансного состояния и значение ширины резонанса. Данные значения были определены из эксперимента и приводятся в таблице 10. Далее приведены кривые расчетов.



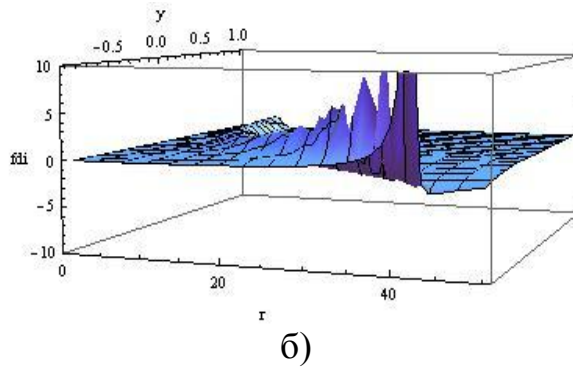
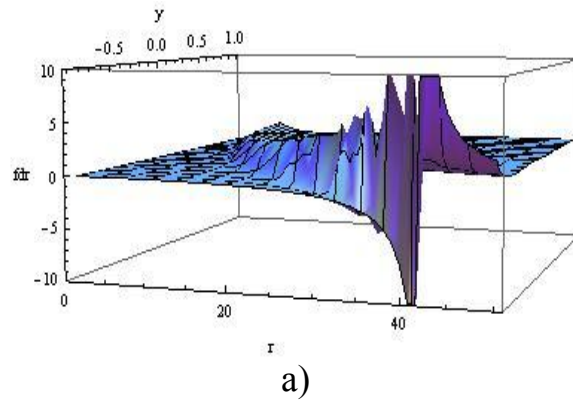
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 49 - Двухчастичные параметры $E_b = -10 \text{ keV}$;
 $E_R = 30.380 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 63.6 \text{ keV}$
 Трехчастичный резонанс проявляется при $r=43 \text{ keV}$



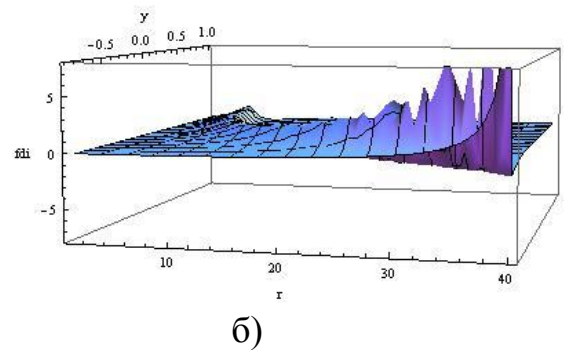
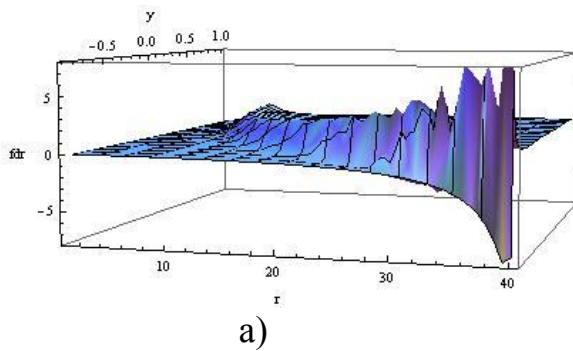
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 50 - Двухчастичные параметры $E_b = -10 \text{ keV}$;
 $E_R = 102.71 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 15 \text{ keV}$.
 Трехчастичный резонанс проявляется при $r=42 \text{ fm}$



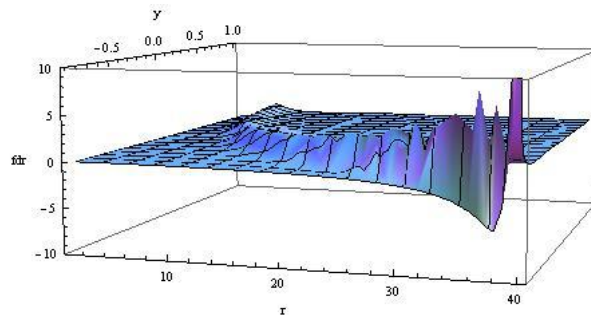
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 51 - Двухчастичные параметры $E_b = -10 \text{ keV}$;
 $E_R = 202.63 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 3.05 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=43 \text{ fm}$

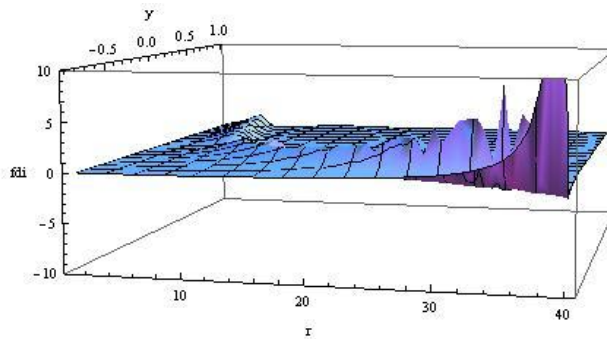


Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 52 - Двухчастичные параметры $E_b = -10 \text{ keV}$;
 $E_R = 272.08 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 1.66 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=41 \text{ fm}$



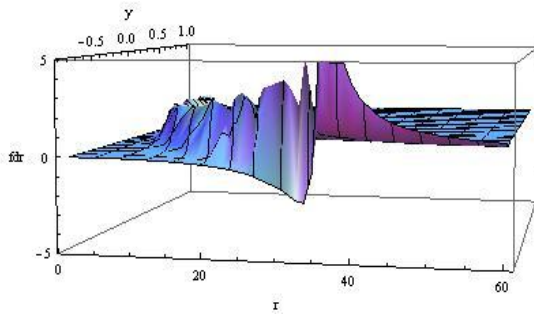
а)



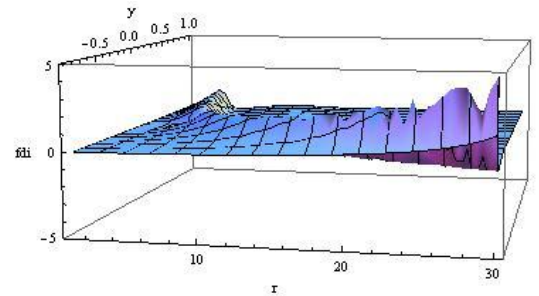
б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 53 - Двухчастичные параметры $E_b = -10 \text{ keV}$;
 $E_R = 376.55 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 7.85 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=40 \text{ fm}$



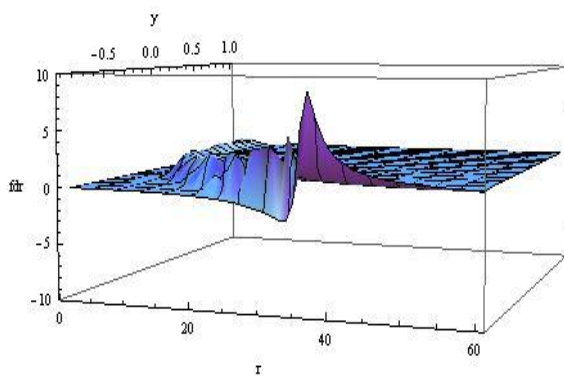
а)



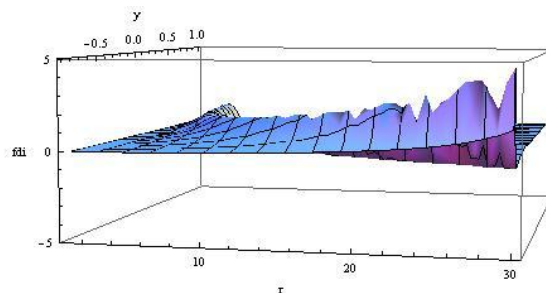
б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 54 - Двухчастичные параметры $E_b = 10 \text{ keV}$;
 $E_R = 696.04 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 11.80 \text{ keV}$
Трехчастичный резонанс проявляется при $r=39 \text{ fm}$



а)

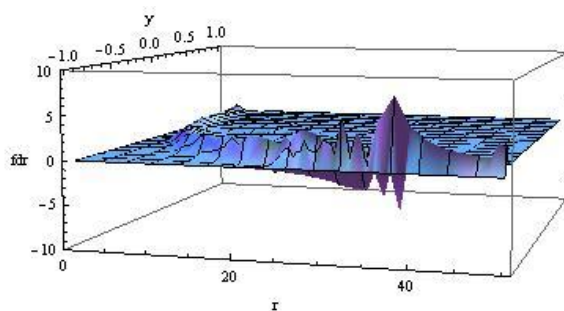


б)

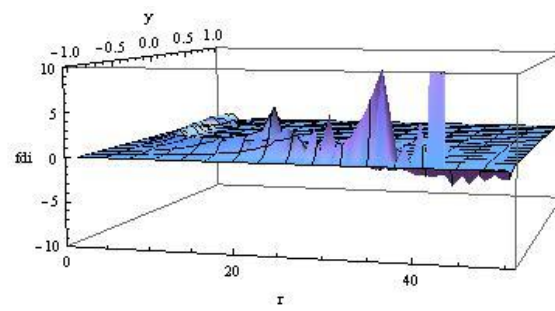
Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 55 - Двухчастичные параметры $E_b = -10 \text{ keV}$;
 $E_R = 727.79 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 4.50 \text{ keV}$

Трехчастичный резонанс проявляется при $r=40 \text{ fm}$



а)



б)

Значение реальной части эффективного потенциала а); Значение мнимой части эффективного потенциала б)

Рисунок 56 - Двухчастичные параметры $E_b = -10 \text{ keV}$;
 $E_R = 1290.8 \text{ keV}$; $\Gamma_n = 11.45 \text{ keV}$

Трехчастичный резонанс проявляется при $r=40 \text{ fm}$

При рассмотрении кристаллической структуры нейтронной звезды, в приближении Борна-Оппенгеймера, для нас самое главное то что мы можем не решать ядерное уравнение потому что считаем ядра фиксированными в узлах решетки. Решая только электронную часть уравнения Шредингера мы нашли пики трехчастичных резонансов.

Самая главная особенность трехчастичных резонансов - это зависимость от расстояния между ядрами $E_A = E - E_e(r)$. Это может проявляться в оболочках нейтронных звезд, т.к. здесь материя в очень сжатом состоянии и плотность меняется с глубиной. С увеличением плотности расстояние между ядрами

уменьшается, а раз расстояние монотонно уменьшается то всегда найдется такое значение, когда проявляются трехчастичные резонансы.

Нашей задачей являлось рассчитать трехчастичные резонансы с уже имеющимися нейтронами, которые образовались в результате реакций электронного захвата.

Уравнение состояния для внешней и внутренней оболочки нейтронной звезды. Здесь более детально рассмотрим силы, которые действуют в кристаллической решетке. Сначала опишем случай без учета резонансных нейтронов, т.е. сделаем оценки баланса кулоновских и гравитационных сил. Давление может быть получено из выражения [22]:

$$P = n^2 \frac{\partial(E/n)}{\partial n}, \quad (98)$$

где $1/n$ - объем приходящийся на один барион, E - полная плотность энергии.

Рассмотрим простой пример, используя приближение Вигнера-Зейтца и сферическую ячейку с объемом $1/n_i$. Энергия взаимодействия Z электронов сферы между собой и ядром в центре сферы дают в сумме полную кулоновскую энергию такой ячейки:

$$E_C = E_{ee} + E_{ei} = -\frac{9}{10} \frac{Z^2 e^2}{r_0} \quad (99)$$

выпишем соответствующий результат:

$$P_c = n_e^2 \frac{d(e_c/z)}{dn_e} = -\frac{3}{10} \left(\frac{4\pi}{3}\right)^{1/3} Z^{2/3} e^2 n_e^{4/3} \quad (100)$$

Давление в (100) противодействует давлению гравитационных сил. Давление гравитационных сил, выраженное через плотность электронов, имеет в нерелятивистском случае следующий вид:

$$P_0 = \hbar^2 (3\pi^2)^{2/3} \frac{n_e^{5/3}}{5m_e} \quad (101)$$

И баланс сил дает плотность: $n_e = \frac{Z^2}{2\pi^3 a_0^3}$, где a_0 есть значение r_0 , для которого выполняется условие

$$P = P_0 + P_c = 0 \quad (102)$$

Итак, мы рассмотрели состояние слоя кристаллической решетки, в котором нет действия резонансных нейтронов [57].

Теперь рассмотрим ситуацию, когда вступают в силу резонансные явления. В этом случае возникают дополнительные силы, обусловленные нейтронной резонансной энергией. И тогда мы должны добавить к кулоновской энергии в (99) энергию эффективного резонансного потенциального взаимодействия $E_n^{ef} = \xi_n \cdot \bar{V}$:

$$E_C^{ef} = E_{ee} + E_{ei} + E_{res}^{ef} \quad (103)$$

где $E_{res}^{ef} = \sum_n E_n^{ef}$. Соответственно, получаем для суммы давлений:

$$P = P_0 + P_c + P_{res}^{ef} = 0 \quad (104)$$

Нейтронные структурные резонансы возникают при конкретном значении $r = r_0$, но возрастающее резонансное давление изменяет это значение до $r = r_0^{ef}$, где нейтронные резонансы затухают. Возникший дисбаланс давлений возвращает ситуацию к условию (102). При его выполнении опять возникает значение $r = r_0$, и вновь появляются нейтронные резонансы. Новый дисбаланс ведет к выполнению условия (104) и ситуация повторяется вновь.

Таким образом, возникают периодические колебания в локальном слое структуры. Учитывая резонансный радиационный захват нейтронов ядрами решетки, в результате получаем периодические всплески гамма излучения.

Такие периоды удивительным образом соответствуют временной микроструктуре импульсов пульсаров. Исследования импульсов пульсаров, их структуры и микроимпульсов ведется уже многие годы и накоплена обширная база данных их характеристик.

Для наглядности приведем следующие примеры. При изучении импульсов излучения объекта PSR 1133+16 было обнаружено что пульсации происходят со строгой периодичностью. Также было обнаружено, что если рассматривать импульсы, то можно наблюдать в них еще более мелкие микроимпульсы [107].

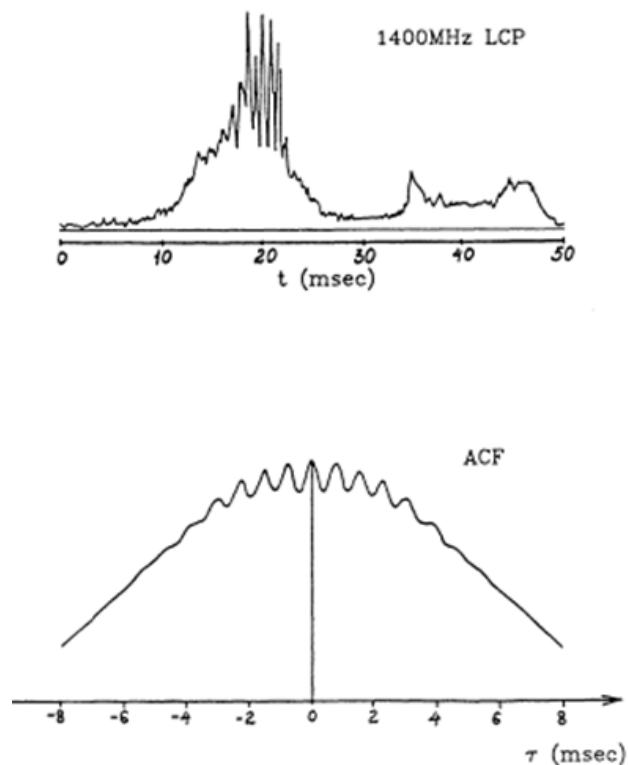


Рисунок 57 - Испускание микроимпульсов из PSR 1133+16 [107]

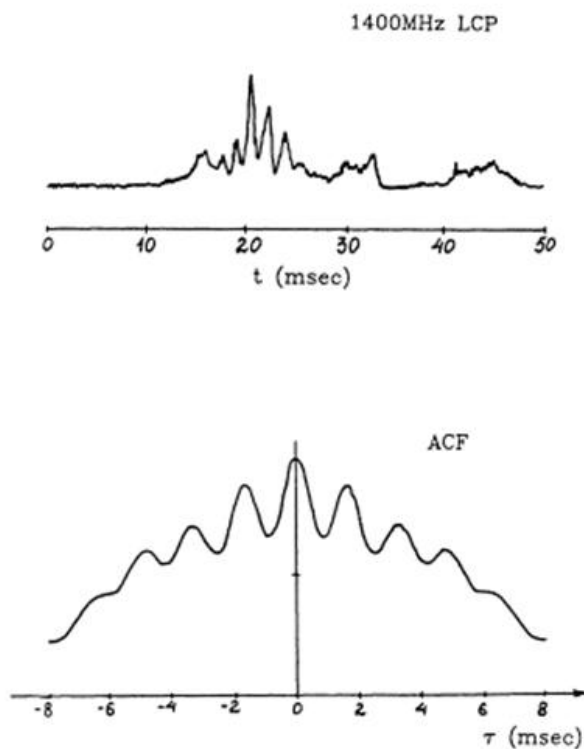


Рисунок 58 - Испускание микроимпульсов из PSR 1133+16 [107]

Действительно, из данных наблюдений и анализа следует, что импульсы многих пульсаров имеют внутреннюю структуру: они состоят из нескольких подимпульсов, а подимпульсы, в свою очередь, состоят из десятков микроимпульсов. Возможно, что структура пульсарных импульсов еще более сложная. Мы считаем, что отмеченные выше резонансные явления могут объяснить микроструктуру в импульсах пульсаров.

Отмеченные эффекты могут иметь место в твердых кристаллических структурах внутри нейтронных звезд, например при плотностях вещества $10^9 \text{ г/см}^3 < \rho < 10^{14} \text{ г/см}^3$. Это соответствует областям самых нижних слоев внешней оболочки, а также верхних и промежуточных слоев внутренней оболочки нейтронной звезды. Это области, где уже сформированы сверхплотные кристаллические структуры, имеется газ свободных нейтронов, и еще существуют ядра как индивидуальные объекты [57].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данная диссертационная работа посвящена развитию нового теоретического направления в теоретической ядерной астрофизике - исследованиям новых реакций, возникающих в оболочках нейтронных звезд в результате сверхвысоких давлений. Интерес к нейтронным звездам обусловлен не только загадочностью их строения, но и колоссальной плотностью, и сильнейшими магнитными и гравитационными полями. Материя там находится в особом состоянии, напоминающем огромное атомное ядро, и эти условия невозможно воспроизвести в земных лабораториях.

В настоящей диссертационной работе был проведен анализ и даны оценки явлений происходящих в сверхплотных звездах. Дается описание образования нейтронных звезд, белых карликов, их строение и особенности излучения. Рассматривается уравнение состояния компактных объектов на примере белых карликов. Описаны процессы электронного захвата, происходящие в оболочках нейтронных звезд. Также сделан анализ и приведены численные оценки кристаллической структуры оболочки сверхплотных звезд.

Рассмотрены трехчастичные нейтронные резонансы и реакции в оболочках нейтронных звезд, даны основные характеристики материи в оболочках нейтронных звезд и оценки реакций рассеяния нейтронов на двухядерных системах. Приведены результаты расчетов для нейтронного резонансного рассеяния на системах, состоящих из ядер ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{21}Ne , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S , фиксированных в узлах кристаллической решетки в сверхплотной оболочке нейтронной звезды.

В рамках поставленных задач были получены следующие научно-значимые результаты:

- приведены численные оценки характеристики кристаллических структур в зависимости от элементного состава звезд при различных значениях плотности.

- разработана расчетная программа для определения резонансного рассеяния в трех частичных системах, где две частицы являются тяжелыми, а третья - легкой;

- дан анализ и расчеты реакций электронного захвата, которые ведут к образованию нейтроноизбыточных ядер, т.е. изменению свойств вещества в сверхплотных оболочках нейтронных звезд;

- проведены расчеты и дано описание нейтронного резонансного рассеяния на различных подсистемах, состоящих из двух ядер ^{13}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{21}Ne , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S .

По представленным в диссертационной работе результатам можно сделать следующие выводы:

- с увеличением плотности расстояние между ядрами уменьшается. Для оценки характеристик кристаллической структуры нейтронной звезды и определенных слоев были использованы значения плотностей соответственно,

и обнаружено что плотность растет с глубиной и при этом параметр решетки уменьшается;

- расчеты реакций электронного захвата ведут к образованию нейтроноизбыточных ядер, т.е. изменению свойств вещества в сверхплотных оболочках нейтронных звезд;

- результаты расчетов по описанию нейтронного резонансного рассеяния на различных подсистемах, состоящих из двух ядер ^{13}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{21}Ne , ^{28}Si , ^{31}P , ^{32}S свидетельствуют о том, что нейтрон в резонансном состоянии может существовать достаточно долго, и это может приводить к разнообразным процессам происходящим в звездах, например, стимулировать реакции синтеза и термоядерные реакции в этих звездах.

Диссертационная работа посвящена изучению проблем физики сверхплотных объектов. Поведение вещества в экстремальных условиях, отвечающих сверхплотным звездам, еще не достаточно изучено, и их исследование является одной из актуальных проблем современной астрофизики. Из данных, полученных космическими обсерваториями, следуют открытия все новых и более далеких объектов с характеристиками сверхплотных звезд, имеющих иногда необычные свойства, объяснение которых остается затруднительным. Поэтому вопросы состояния материи сверхплотных звезд и, в частности, характеристики их излучений требуют более детального исследования. Некоторый из таких вопросов были изучены в диссертационной работе.

На основании всего вышеизложенного можно утверждать, что все поставленные в настоящей работе задачи выполнены в полной мере и цель работы достигнута.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает глубокую благодарность и признательности научным руководителям - профессору Н.Ж. Такибаеву за постановку задачи и постоянное руководство над работой и профессору Г.Боосу за теплый прием в Университете Вупперталь. Также выражает благодарность друзьям за их помощь и ценные советы, и всему профессорско-преподавательскому составу института магистратуры и PhD докторантуры за их огромный труд, терпение и бесценные знания.

Хочу выразить искреннюю благодарность профессорско-преподавательскому составу кафедры теоретической и ядерной физики КазНУ им. аль-Фараби и сотрудникам Астрофизического института имени Фесенкова за полезные обсуждения и комментарии к моей работе.

Выражаю искреннюю благодарность друзьям за их помощь и ценные советы.

Также глубочайшую признательность автор выражает КазНПУ им.Абая за предоставленную уникальную возможность получить знания и опыт за рубежом, в ходе которого был подписан меморандум о сотрудничестве с Университетом Вупперталь.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1 Такибаев Н.Ж. Нейтронные резонансы и структурные эффекты излучения пульсаров // Материалы 5-й международной школы молодых физиков "Космос, наука, нанотехнологии". - Алматы, 2011, апрель 18-20. - Вып.13 - С. 16-21.
- 2 Попов С., Прохоров М. Звезды: жизнь после смерти. Изд.Век 2, 2006. С. - 64.
- 3 Baade W., Zwicky F. Supernovae and Cosmic Rays // Phys.Rev. - 1934. - Vol. 45. - P. 138.
- 4 Потехин А.Ю. Атмосферы и спектры излучения нейтронных звезд. - 2005. - С. 5.
- 5 Бисноватый-Коган Г.С. Двойные подкрученные радиопульсары: через 30 лет после наблюдательного открытия // УФН. - 2006. - Т.176, № 1. - С. 59-75.
- 6 Шкловский И.С. Звезды: их рождение, жизнь и смерть. 3-е изд., перераб. - М.: Наука - Главная редакция физико-математической литературы, - 1984. - С. 384.
- 7 Кейлер Д. Наблюдая смерть звезды // В мире науки - 1992. - № 7. - С.84-87.
- 8 Масевич А.Г., Тутуков А.В. Эволюция звёзд: теория и наблюдения. М.: Наука, 1988. - 280 с.
- 9 Чернин А.Д. Темная энергия вблизи нас // ГАИШ МГУ // <http://www.astronet.ru/db/msg/1210535>.
- 10 // <http://galspace.spb.ru>
- 11 // <http://physics.kgsu.ru>
- 12 // <http://www.zero-gravity.ru>
- 13 // <http://chandra.harvard.edu/>
- 14 Вайнберг С. Первые три минуты: современный взгляд на происхождение Вселенной. - Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2000. - 272 с.
- 15 Такибаев Н.Ж. Эволюция Вселенной и происхождение химических элементов: учебное пособие. – Алматы: КазНПУ им. Абая, 2005. – С. 25-78.
- 16 Зельдович, Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной. – М.: Наука, 1975. – С.238-243.
- 17 Пиблс Ф. Д ж. Э. Структура Вселенной в больших масштабах. – М.: Мир, 1983. – С.109-117.
- 18 Мурзин В.С., и др. / под.ред. Панасюк М.И., Новиков Л.С. Модель космоса: Физические условия в космическом пространстве. - М.: Книжный дом Университет, 2007. - Т.1. - С.872.
- 19 Засов А.В., Постнов К.А. Общая астрофизика. Издание 2-е, исправл. и дополн. - Фрязино: Век 2, 2011. - 576 с.
- 20 Постнов К.А. Во что превращаются звезды. М.: ГАИШ МГУ, 2000.
- 21 <http://ru.wikipedia.org/>

- 22 Шапиро С.Л., Тьюколски С.А. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды // в 2 ч. / Пер.с англ. - М.: Мир, 1985. Ч.1 - С. 256.
- 23 Шапиро С.Л., Тьюколски С.А. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды // в 2 ч. / Пер.с англ. - М.: Мир, 1985. Ч.2- С. 400.
- 24 Бете Х.А., Браун Дж. Как взрывается сверхновая // В мире науки. - 1985. - Vol. 7. - С. 26-35.
- 25 Haensel P., Potekhin A., Yakovlev D. Neutron Stars, Kluwer Academic Publishers, 2007. - P. 630.
- 26 Camenzind M. Compact Objects in Astrophysics. - New York; Berlin Heidelberg: Springer, 2007. - P. 620.
- 27 <http://astronet.ru>
- 28 <http://cosmoportal.net>
- 29 Гонсалес Х.Г. Эволюция пульсаров // В мире науки - 1986. - № 6. - С.16-26.
- 30 Насирова Д.М., Курмангалиева В.О., Сарсембаева А.Т., Такибаева М.Н. О свойствах поверхностной коры и атмосферы нейтронных звезд // Материалы 5-й Международной школы молодых физиков. - Алматы, 2011. - С.53-56.
- 31 Burrows A., Lattimer J.M. The birth of Neutron Stars // Astrophys. J. - 1986. - Vol. 307. - P.178-196.
- 32 Lattimer J.M., Prakash M. Neutron Star Structure and the EOS // Astrophys. J. - 2001. - Vol. 550. - P.426-442.
- 33 Lattimer J.M., Prakash M. The Physics of Neutron Stars // Science - 2004.- Vol.304. - P. 536-542.
- 34 Blaschke D., Glendenning N.K., Sedrakian A. Physics of Neutron Stars Interiors. Tokyo: Springer, 2001. - P.503.
- 35 Прохоров М.Е., Попов С.Б. Новые лики нейтронных звёзд // В мире науки - 2003. - № 6. - С.36-39.
- 36 Бисноватый-Коган Г.С., Чечеткин В.М. Неравновесные оболочки нейтронных звезд, их роль в поддержании рентгеновского излучения и нуклеосинтезе // УФН. - 1979. - Т. 127. - С.263–296.
- 37 Черепашук А.М. Черные дыры в двойных звездных системах // ГАИШ МГУ - 1997. - С.87-93.
- 38 Рис М.Д. Чёрные дыры в центрах галактик // В мире науки. - 1991. - № 1. - С.16-25.
- 39 Бескин В.С. Нейтронные звезды и уравнение состояния ядерной материи // УФН. - 1987. - Т.152, вып.4. - С. 683-689.
- 40 Малов И.Ф. Радиопульсары. - М.: Наука, 2004. - С. 191.
- 41 Шкловский И.С. Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы // 2-е изд.- М.: Наука, 1976. - 440 с.
- 42 Шкловский И. С. Сверхновые звезды. - М.: Наука, 1966. - 398 с.
- 43 Амбарцумян В.А., Саакян Г.С. Вырожденный сверхплотный газ элементарных частиц // Астрон.ж. - 1960. - Vol. 37. № 2. - С.193-209.
- 44 Shklovsky, I.S. On the ature of the Source of X-Ray Emission of SCO XR-1 // Astrophys. J. - 1967. - Т. 148 (1) - P. 1–4.

- 45 Магнетар взорвался // Природа. 1999. № 10. С.107; // Nature. 1999. Vol.395, № 6702. - P.529.
- 46 Kouveliotou C., Meegan C.A., Fishman G.J., et al. // Astrophys. J. - 1993. - Vol. 413, P. 101.
- 47 Сурдин В.Г. Рождение звёзд. - М.: Эдиториал УРСС, 1999. - 232 с.
- 48 Попов С.Б., Прохоров М.Е. Астрофизика одиночных нейтронных звезд: радиотихие нейтронные звезды и магнитары. серия научная. - М.: ГАИШ МГУ, 2003. - Т. 72. - 84 с.
- 49 Потехин А.Ю. Физика нейтронных звезд // УФН. - 2010. - Т.180, №12. - С. 1279-1304.
- 50 Киржниц Д.А. Труды по теоретической физике. ЖЭТФ, 1960. - Т.38, вып. 2. - С.503; Физматлит. - 2001. - Т.2. - С.321.
- 51 // <http://www.swift.ac.uk/>
- 52 // <http://xmm.esac.esa.int/>
- 53 // <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/>
- 54 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1972. - Т.2. - С. 368.
- 55 Савельев И.В. Курс общей физики. М.: Наука, 1970. -Т. 1. - С.517.
- 56 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Сер.Теоретическая физика. - М.: Наука, 1976. - Т. 5, - ч.1. - С. 584.
- 57 Такибаев Н.Ж., Като К., Такибаева М.Н., Сарсембаева А.Т., Курмангалиева В.О., Насирова Д.М. Изучение равновесных состояний в оболочках нейтронных звезд // Вестник КазНУ им.аль-Фараби. Серия физическая. - 2012. - №3(42). - С.16-25.
- 58 Takibayev N., Kato K., Nasirova D. Excited Nuclei in Neutron Star Crusts // Adv.Studies Theor.Phys. Bulgaria. - 2013. - Vol.7, № 4. - P. 151-161.
- 59 Nucleus Ground State Parameters. – Moscow State University // <http://cdfc.sinp.msu.ru/>
- 60 Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: учеб. для вузов. // В 2 кн. Физика элементарных частиц.— 5-е изд., перераб. и доп. - М.: Энергоатомиздат - 1993. - Кн. 2. - С. 408.
- 61 Такибаев Н.Ж. Класс модельных задач квантовой механики трех тел, допускающих точные решения // Ядерная физика, 2008. - Т.71. № 3. - с 484-492.
- 62 Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. Изд.2-е, перераб. - М.: Наука, 1971. - С.270.
- 63 Минкин В.И., Симкин Б.Я., Миняев Р.М. Теория строения молекул. - Серия "Учебники и учебные пособия". Ростов-на-Дону: Феникс, 1997. - С. -560.
- 64 Юм-Розери В. Введение в физическое металловедение / пер.с англ. В.М. Глазова и С.Н.Горина. - Изд.Металлургия, 1965. С. - 204.
- 65 Takibayev N.Zh. Neutron Resonances in Systems of Few Nuclei and Their Possible Role in Radiation of Overdense Stars // Few-Body Systems. - 2011. - Vol. 50, № 4. - P. 311-314.

- 66 Takibayev N. Zh. Neutron Resonance States in Overdense Crystals // Few-Body Systems. - 2013. - Vol. 54. - P. 447-450
- 67 Thomas L.H. // Phys.Rev. - 1935. - Vol. 47. - P. 903.
- 68 Ефимов В. Ядерная физика. – 1970. – Т.12. – С. 1080.
- 69 Schmid, E.W., Ziegelmann H. The Quantum Mechanical Three-Body Problem. – Oxford: Pergamon Press, 1974. – С. 475.
- 70 Faddeev L.D. Mathematical Aspects of the Three Body Problem in Quantum Scattering Theory. – New York, 1965. – С. 122-126.
- 71 Беляев В. Б. Лекции по теории малочастичных систем. М.: Энергоатомиздат, 1986. С.128.
- 72 Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. Neutron Cross Section. - Academic Press, 1981. P. 408.
- 73 Glöckle W. The Quantum Mechanical Few-Body Problem. Springer-Verlag, 1983. - P.197.
- 74 Такибаев Н.Ж. Эффективный потенциал взаимодействия между легкой и двумя тяжелыми частицами // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – 2007. – №3. – С.88-92.
- 75 Такибаев Н.Ж. Лекции по квантовой теории рассеяния трех тел // Материалы 4-ой Международной школы молодых физиков. - Алматы, 2009. - С. 34-44.
- 76 Меркурьев С.П., Фадеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. – М.: 1985. – С. 398.
- 77 Фадеев Л.Д. Теория рассеяния для системы из трех частиц // ЖЭТФ. – 1960. – Т. 39. вып. 5. – С. 1459-1467.
- 78 Такибаев Н.Ж., Такибаева М.Н., Сарсембаева А.Т., Насирова Д.М. Few-body resonances and the EOS of neutron star crust // International Conference "Nuclear science and its application". - Samarkand, - 2012. - P.37-38.
- 79 Takibayev N., Kato K., Abishev M., Sarsembayeva A., Takibayeva M., Nasirova D. Peculiarities of nuclear and photonuclear reactions in crystalline structure of neutron star crusts // International journal of mathematics and physics. - 2012. - Vol.4, № 2. - P.56-67.
- 80 Такибаев Н.Ж., Такибаева М.Н., Насирова Д.М. Нелинейные эффекты, возникающие в сверхплотных кристаллах // Материалы международной научной конференции, посвященной 75-летию академика НАН РК Абдильдина М.М. "Современные проблемы современной физики". - Алматы, 2013. - С. 77.
- 81 Насирова Д. Трехчастичные нейтронные резонансы и реакции в оболочках нейтронных звезд // Вестник НАН РК, серия физико-математическая, - 2013. - № 3 (289). - С.8-13.
- 82 Такибаев Н.Ж. К проблеме небарионного излучения сверхплотных звезд // Сборник «Казахстанские космические исследования», Алматы - 2010. - Т. 6.
- 83 Дубовиченко С.Б., Такибаев Н.Ж., Чечин Л.М. Физические процессы в дальнем и ближнем космосе., Алматы: Изд. НКА РК. Дайк_Экспресс, 2008. - С. 120-224.

- 84 Chamel N. Neutron conduction in the inner crust of a neutron star in framework of the band theory of solids // Phys.Rev. C. -2012. - Vol. 85. - P. 1-7.
- 85 Батури́н В.А., Миронова И.В. Звезды: их строение, жизнь и смерть // ГАИШ МГУ. - С.100 // <http://astronet.ru>
- 86 Штернин П.С., Яковлев Д.Г. Сверхтекучие нейтронные звезды // УФН. - 2012. - Т.182, № 9. - С. 1006-1012.
- 87 Rea N. The outburst decay of the low magnetic field magnetar SRG 0418+5729 - 2013, April 17 // arXiv:1303.5579v2 [astro-ph.GA].
- 88 Либерман А.М., Йохансон Б. Вещество в сверхсильном магнитном поле и структура поверхности нейтронных звезд // УФН. - 1995. - Т.165, № 2. - С. 121-142.
- 89 Яковлев Д.Г. Сверхтекучесть в нейтронных звездах // УФН. - 2001. - Т.171, № 8. - С. 866-868.
- 90 Monica L. Turner и др. A limit on the number of isolated neutron stars detected in the *rosat* all-sky-survey bright source catalog // The Astrophysical Journal. - 2010. - Vol. 714. - P. 1424–1440.
- 91 Такибаев Н.Ж. О резонансной генерации нейтрино в сверхплотных звездах // Вестник НАН РК. – 2011. – № 4. – С.9-14.
- 92 Меркурьев С.П., Фадеев Л.Д. Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц. – Москва. – 1985. – С. 398.
- 93 Такибаев Н.Ж., Пеньков Ф.М. Метод эффективного потенциала в проблеме трех тел // Ядерная физика. – 1993. – Т.50, вып 7. – С. 549-556.
- 94 Сушков О.П., Фламбаум В.В. Нарушение пространственной четности при взаимодействии нейтронов с тяжелыми ядрами // УФН. – 1982. – Т.136. – С. 3-24.
- 95 Фадеев Л.Д. Математические вопросы квантовой теории рассеяния для системы трех частиц // Труды МИАН им. В.А. Стеклова. – 1963. – Т. 69. – С. 120.
- 96 Скорняков, Г.В., Тер-Мортиросян К.А. Задача трех тел при короткодействующих силах // ЖЭТФ. – 1956. – Т.31. – С.775-790.
- 97 Glöckle W. The Quantum Mechanical Few-Body Problem // Springer-Verlag, 1983. - P.197.
- 98 Такибаев Н.Ж., Лекции по квантовой теории рассеяния трех тел // Материалы 4-ой Международной школы молодых физиков. – Алматы, 2009. – С. 34-44.
- 99 Симонов, Ю.А. Задача трех тел. Полная система угловых моментов // Ядерная физика. – 1966. – Т.3. – С.630-638.
- 100 Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц. - М.: Мир, 1969. – С. 258.
- 101 Такибаев Н.Ж. Характер кулоновских сдвигов ядерных резонансов рассеяния // Ядерная физика. – М.: 2005. – Т. 68. – С. 1195-1200.
- 102 Такибаев Н.Ж. Точные решения в задаче рассеяния легкой частицы на двух фиксированных центрах // Известия НАН РК. Серия физ.-мат. – 2007. – № 3. – С. 70-73.

103 Такибаев Н.Ж. Эффективный потенциал взаимодействия между легкой и двумя тяжелыми частицами // Известия НАН РК. Серия физико-математическая. – 2007. – №3. – С.88-92.

104 Киржниц Д.А., Крючков Г.Ю., Такибаев Н.Ж. Новый подход в квантовой теории и его приложения к ядерной физике низких и высоких энергий // ЭЧАЯ. – 1979. – Т. 10. – С.741.

105 <http://nuclphys.sinp.msu.ru>

106 Eddington A.S. The Integral Constitution of the stars. Cambridge University Press, - Cambridge, England. - 1926.

107 Smirnova T. V., Tul'bashev S. A., & Boriakoff V. Statistics of PSR 1133+16 micropulse emission determined at widely spaced frequencies // Astronomy and Astrophysics manuscript. - 1994. - № 286. - P. 807-814.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Последние наблюдения нейтронных звезд [13]

Объект	категория	созвездие	Время наблюдения	Спектр (цветовой код)	Оценка расстояния
SGR 0418 +5729: - магнетар	Нейтронные звезды/рентгеновские двойные	жирафа	45 ч. 52 мин	X-Ray, Optical, Infrared	Около 6500 световых лет
Vela - let	Нейтронные звезды/рентгеновские двойные	Vela	89 ч	X-Ray	1000 световых лет
NGC 6240	Черные дыры	Змееносца	136 ч 6 мин	X-Ray, Optical	Около 330 млн. световых лет
W49B	Остатки сверхновых	орла	61 ч 7 мин	X-Ray, Infrared, Radio	Около 26000 световых лет
IGR J11014	Остатки сверхновых/нейтронные звезды/рентгеновские двойные	Киль	1 ч 23 мин	X-Ray, Optical	Около 30000 световых лет
SN 2010jl	Остатки сверхновых	Льва	22 ч 13 мин	X-Ray, Optical	Порядка 163 млн. световых лет
G350.1-0.3	Остатки сверхновых/нейтронные звезды/рентгеновские двойные	Скорпиона	23 ч 3 мин	X-Ray, Infrared	Около 14700 световых лет
SXP 1062	Остатки сверхновых	Тукан	80 ч 45 мин	X-Ray, Optical	Около 180000 световых лет
RCW 86	Остатки сверхновых	Циркуля	27 ч 47 мин	X-Ray, Infrared	Около 8200 световых лет
G299.2-2.9	Остатки сверхновых	Musca	186 ч 7 мин	X-Ray, Infrared	Около 16000 световых лет
Крабовидная туманность	Остатки сверхновых/нейтронные звезды/рентгеновские двойные	Тельца	23 ч 36 мин	X-Ray	6500 световых лет
SNR 0509-	Остатки	Корифена	31 ч 23 мин	X-Ray,	Около 160

67.5	сверхновых			Optical	000 световых лет
SN 1979в	Остатки сверхновых / черные дыры	Волосы Вероники	15 ч 16 мин	X-Ray, Optical, Infrared	Около 50 миллионов световых лет
G327.1-1.1	Остатки сверхновых/нейтронные звезды/рентгеновские двойные	Norma	14 ч	X-Ray, Radio, Infrared	Около 29 000 световых лет
N49	Остатки сверхновых	Корифена	43 ч	X-Ray, Optical	Около 160 000 световых лет
G54.1 +0.3	Остатки сверхновых/нейтронные звезды/рентгеновские двойные	Sgitta	81 ч	X-Ray, Infrared	Около 20 000 световых лет
G292.0 1,8	Остатки сверхновых	Центавр	144 ч		20 000 световых лет
E0102-72.3	Остатки сверхновых	Тукан	78 ч		190 000 световых лет
RCW 86	Остатки сверхновых	Циркуль	26 ч	X-Ray, Optical	8200 световых лет
SNR 0104-72.3	Остатки сверхновых	Тукан	15 ч 20 мин	X-Ray, Infrared	190000 световых лет
SN 1006	Остатки сверхновых	Волчанка	61 ч	X-Ray, Radio, Infrared	Около 7000 световых лет
G1.9 +0.3	Остатки сверхновых	Стрелец	14 ч	X-Ray, Radio, Infrared	25 000 световых лет
SNR 0509-67.5	Остатки сверхновых	Корифена	13 ч		160 000 световых лет
N132D	Остатки сверхновых	Корифена	25 ч		160000 световых лет
RX J0822-4300 в Puppis	Нейтронные звезды/рентгеновские двойные/остатки сверхновых	Корма	14 ч	X-Ray, Optical	Около 7000 световых лет
G292.0 1,8	Остатки сверхновых	Центавр	142 ч	X-Ray, Optical	20 000 световых лет

					лет
M31	Черные дыры	Андромеда	55 ч 30 мин	X-Ray, Optical	Около 2,5 миллиона световых лет
NGC 6240	Черные дыры	Змееносца	136 ч 6 мин	X-Ray, Optical	Около 330 миллионов световых лет
Лебедь X-1	Черные дыры	Лебедь			6070 световых лет
GRS 1915 +105	Черные дыры, нейтронные звезды/рентгеновские двойные	Орел	8 ч 20 мин	X-Ray, Optical	40 000 световых лет

ПРИЛОЖЕНИЕ В

Расчетная программа записанная в формате прикладных программ Mathematica - 8

Program C13_C13 _n _Almaty.nb is the program for calculations D-function of resonance series in S-wave for C(13) + C(13) + neutron.

Program is created in the case of one level for "n+C13"-subsystem with high level n_C(13) we have resonance series:

1) bound state with energy $E_b = -1275$ keV in S-wave,

We determine wave-number as: $k_B = \sqrt{\frac{|E| \text{ keV}}{2.07}} * 10^{-2} * \text{fm}^{-1}$;

2)

A) the resonance states are: $E_{res} = E_R - i \Gamma/2$; $l=1$. The first resonance has $E_R=152,9$ keV and $\Gamma=3700$ eV $\Gamma_n=3700$ eV;

B) the resonance states are: $E_{res} = E_R - i \Gamma/2$; $l=1$. The first resonance has $E_R=173,6$ keV and $\Gamma=17600$ eV $\Gamma_n=17600$ eV;

C) the resonance states are: $E_{res} = E_R - i \Gamma/2$; $l=1$. The first resonance has $E_R=2416$ keV and $\Gamma=9300$ eV $\Gamma_n=9300$ eV;

D) the resonance states are: $E_{res} = E_R - i \Gamma/2$; $l=1$. The first resonance has $E_R=1755$ keV and $\Gamma=41000$ eV $\Gamma_n=41000$ eV.

Program N14_N14 _n _Almaty.nb is the program for calculations D-function of resonance series in S-wave for N(14) + N(14) + neutron.

Program is created in the case of one level for "n+N14"-subsystem with high level n_N(14) we have resonance series:

1) bound state with energy $E_b = -2524$ keV in S-wave,

We determine wave-number as: $k_B = \sqrt{\frac{|E| \text{ keV}}{2.07}} * 10^{-2} * \text{fm}^{-1}$;

2)

A) the resonance states are: $E_{res} = E_R - i \Gamma/2$; $l=1$. The first resonance has $E_R=432$ keV and $\Gamma=3500$ eV $\Gamma_n=3500$ eV;

B) the resonance states are: $E_{res} = E_R - i \Gamma/2$; $l=1$. The first resonance has $E_R=837$ keV and $\Gamma=404,9$ keV $\Gamma_n=404,9$ keV;

C) the resonance states are: $E_{res} = E_R - i \Gamma/2$; $l=1$. The first resonance has $E_R=2710$ keV and $\Gamma=30000$ eV $\Gamma_n=30000$ eV.

Program Ne21_Ne21 _n _Almaty.nb is the program for calculations D-function of resonance series in S-wave for Ne(21) + Ne(21) + neutron.

Program is created in the case of one level for "n+Ne21"-subsystem with high level n_Ne(21) we have resonance series:

1) bound state with energy $E_b = -18.4$ keV in S-wave,

We determine wave-number as: $k_B = \sqrt{\frac{|E| \text{ keV}}{2.07}} * 10^{-2} * \text{fm}^{-1}$;

2)

A) the resonance states are: $E_{res} = E_R - i \Gamma/2$; $l=1$. The first resonance has $E_R=261$ keV and $\Gamma=6000$ eV $\Gamma_n=6000$ eV;

B) the resonance states are: $E_{res} = E_R - i \Gamma/2$; $l=1$. The first resonance has $E_R=402$ keV and $\Gamma=6000$ keV $\Gamma_n=6000$ keV;

C) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 511$ keV and $\Gamma=6000\text{eV}$ $\Gamma_n=6000$ eV;

D) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 580$ keV and $\Gamma=24000\text{eV}$ $\Gamma_n=24000$ eV;

E) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 866$ keV and $\Gamma=7000\text{eV}$ $\Gamma_n=7000$ eV;

F) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 942$ keV and $\Gamma=12000\text{eV}$ $\Gamma_n=12000$ eV;

G) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 1119$ keV and $\Gamma=48000\text{eV}$ $\Gamma_n=48000$ eV;

H) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 1150$ keV and $\Gamma=3000\text{eV}$ $\Gamma_n=3000$ eV;

I) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 1269$ keV and $\Gamma=18000\text{eV}$ $\Gamma_n=18000$ eV.

Program Si28_Si28 _n _Almaty.nb is the program for calculations D-function of resonance series in S-wave for Si(28) + Si(28) + neutron.

Program is created in the case of one level for "n+Si28"-subsystem with high level n_Si(28) we have resonance series:

1) bound state with energy $E_b= - 210$ keV in S-wave,

We determine wave-number as: $k_B = \sqrt{\frac{E \text{ keV}}{2.07}} * 10^{-2} * \text{fm}^{-1}$;

2)

A) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l=1$. The first resonance has- $E_R=55$ keV and $\Gamma=1500$ eV $\Gamma_n=1500$ eV;

B) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R=590$ keV and $\Gamma=400$ keV $\Gamma_n=400$ keV;

C) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R=1253$ keV and $\Gamma=9000$ keV $\Gamma_n=9000$ keV.

Program P31_P31 _n _Almaty.nb is the program for calculations D-function of resonance series in S-wave for P(31) + P(31) + neutron.

Program is created in the case of one level for "n+P31"-subsystem with high level n_P(31) we have resonance series:

1) bound state with energy $E_b= - 5,9$ keV in S-wave,

We determine wave-number as: $k_B = \sqrt{\frac{E \text{ keV}}{2.07}} * 10^{-2} * \text{fm}^{-1}$;

2)

A) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l=1$. The first resonance has- $E_R=3678$ keV and $\Gamma=4$ eV $\Gamma_n=4$ eV;

B) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R=92,9$ keV and $\Gamma=235$ keV $\Gamma_n=235$ keV;

C) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 157$ keV and $\Gamma=3000\text{eV}$ $\Gamma_n=3000$ eV;

D) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 184$ keV and $\Gamma=700\text{eV}$ $\Gamma_n=700$ eV;

E) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 220$ keV and $\Gamma=1600\text{eV}$ $\Gamma_n=1600$ eV;

F) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2 ; l = 1$. The first resonance has- $E_R= 229$ keV and $\Gamma=1700\text{eV}$ $\Gamma_n=1700$ eV;

G) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l = 1$. The first resonance has- $E_R= 270$ keV and $\Gamma=1200$ eV $\Gamma_n=1200$ eV;

H) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l = 1$. The first resonance has- $E_R= 365$ keV and $\Gamma=20000$ eV $\Gamma_n=20000$ eV;

I) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l = 1$. The first resonance has- $E_R= 560$ keV and $\Gamma=30000$ eV $\Gamma_n=30000$ eV.

Program S32_S32 _n _Almaty.nb is the program for calculations D-function of resonance series in S-wave for S(32) + S(32) + neutron.

Program is created in the case of one level for "n+S32"-subsystem with high level n_S(32) we have resonance series:

1) bound state with energy $E_b= - 10$ keV in S-wave,

We determine wave-number as: $k_B = \sqrt{\frac{E | \text{keV} |}{2.07}} * 10^{-2} * \text{fm}^{-1}$;

2)

A) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l=1$. The first resonance has- $E_R=30,382$ keV and $\Gamma=6,36$ eV $\Gamma_n=6,36$ eV;

B) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l = 1$. The first resonance has- $E_R=102,71$ keV and $\Gamma=15000$ keV $\Gamma_n=15000$ keV;

C) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l = 1$. The first resonance has- $E_R= 202,63$ keV and $\Gamma=3050$ eV $\Gamma_n=3050$ eV;

D) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l = 1$. The first resonance has- $E_R= 272,08$ keV and $\Gamma=1660$ eV $\Gamma_n=1660$ eV;

E) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l = 1$. The first resonance has- $E_R= 376,55$ keV and $\Gamma=7850$ eV $\Gamma_n=7850$ eV;

F) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l = 1$. The first resonance has- $E_R= 696,04$ keV and $\Gamma=11800$ eV $\Gamma_n=11800$ eV;

G) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l = 1$. The first resonance has- $E_R= 724,79$ keV and $\Gamma=45500$ eV $\Gamma_n=45500$ eV;

H) the resonance states are: $E_{res}=E_R-i \Gamma/2$; $l = 1$. The first resonance has- $E_R= 1290,8$ keV and $\Gamma=11450$ eV $\Gamma_n=11450$ eV.

"k0:=0.05025"

" insert the characteristics of bound state $ki_0 = k$ where $E_b = - k^2/2m$ "

$e_k := 18.4$;

$g_r := 6000$;

$e_r := 261$

$k = \sqrt{\frac{e_k}{2.07}} * 10^{-2}$

$\beta := 2$;

$m := 1$;

$x := 2$

"insert the characteristics of resonance state $k_{res1} = k_{r1} - i * k_{i1}$ where $E_{res} = (k_{res1})^2/2m$ "

" $x_t = \sqrt{\left(\frac{2 * E_r | \text{eV} |}{G_r | \text{eV} |}\right)^{2 * \beta + 1}} - (2 * E_r(\text{eV})) / (G_r(\text{eV}))$ "

" $bb = (2 * E_r(\text{eV})) / (G_r(\text{eV}))$ "

$bb = (2 * e_r) / g_r * 10^3$

$x_t = \sqrt{bb^{2 * \beta + 1} - bb}$

" $k_{R1} = \sqrt{\frac{E_r | \text{eV} |}{0.207 * 10^2}}$


```

kR=kR1/sqrt(1-x^2)
kR1=sqrt(e_r/2.07)*10^-2
"N1[%]"
kR1=kR1/sqrt(1-x^2)
"kII:=xt*kR1"
kII=xt*kR1
"kIn1:=(Grn(eV))/(Gr(eV))*kII"
kIn1=kII
kr1=kR1-I*kII
k0:=kR1*(1+y)
k02=k0^2
z=k0*r
jr00=-((Cos[z]+I*Sin[z])/r)
eta0=m/(k*(k+I*k0))
eta0=sqrt(1/m)
eta02=eta0^2
jr01=2/(z*r*pi)*(Sin[z]*CosIntegral[z]-Cos[z]*SinIntegral[z])-2/(r*pi)*(Cos[z]*CosIntegral[z]+Sin[z]*SinIntegral[z])-I*(Sin[z]/(z*r)-Cos[z]/r)
eta1=(2*m)/(k02-Subscript[k, r]^2)
eta1=sqrt(3, kIn1/m)
eta12=eta1^2
jr10=-jr01
jr11=1/r*(2/z^2*(Exp[-I*z]-1)-(z+2*I)/z*Exp[I*z])
a00=1-jr00*xieta02*eta0*jr00*xieta02*eta0-xieta02*jr01*xieta12*eta1*jr10
a01=-xieta02*jr00*eta0*xieta0*jr01*xieta1*eta1-xieta0*jr01*xieta1*eta1*jr11*xieta12*eta1
a10=-xieta1*jr10*xieta0*eta0*jr00*xieta02*eta0-jr11*xieta12*eta1*xieta1*jr10*eta0*xieta0
a11=1-jr10*xieta02*eta0*jr01*xieta12*eta1-jr11*xieta12*eta1*jr11*xieta12*eta1
det=a00*a11-a01*a10
redet=Re[det]
imdet=Im[det]
fdr=redet/(redet^2+imdet^2)
fdi=imdet/(redet^2+imdet^2)
Plot3D[fdr,{r,30,50},{y,-0.05,0.1},PlotRange->{-10,10},AxesLabel->{"r","y","fdr"}]
Show[%,ViewPoint->{0,-2,0}];
Plot3D[fdi,{r,1,40},{y,-0.8,1},PlotRange->{-10,10},AxesLabel->{"r","y","fdi"}]
Show[%,ViewPoint->{0,-2,0}];

```