

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

На правах рукописи

Маслов Константин Андреевич

Уравнение состояния адронного вещества в  
релятивистских моделях среднего поля с константами  
связи и массами адронов, зависящими от скалярного поля

Специальность 01.04.02 — «Теоретическая физика»

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Автор



Москва — 2019

Работа выполнена в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ».

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,  
профессор  
**Воскресенский Дмитрий Николаевич**

Официальные оппоненты: **Попов Сергей Борисович**,  
доктор физико-математических наук,  
профессор РАН,  
Государственный астрономический институт  
имени П.К. Штернберга МГУ имени М.В.  
Ломоносова, ведущий научный сотрудник  
отдела релятивистской астрофизики

**Криворученко Михаил Иванович**,  
доктор физико-математических наук,  
НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ  
имени А.И.Алиханова, старший научный  
сотрудник лаборатории теории элементарных  
частиц

**Иосилевский Игорь Львович**,  
доктор физико-математических наук,  
профессор,  
Объединенный институт высоких температур  
РАН, главный научный сотрудник  
лаборатории экстремальных энергетических  
воздействий

Защита состоится «29» апреля 2020 г. в 15 часов 00 минут на заседании диссертационного совета МИФИ.01.02 федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (115409, г. Москва, Каширское шоссе, 31).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте <https://ds.mephi.ru/shared/dissertations> федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».

Автореферат разослан \_\_\_\_\_ 2020 г.

Ученый секретарь диссертационного совета МИФИ.01.02  
доктор физико-математических наук  
Руднев Игорь Анатольевич



## Актуальность темы.

Получение уравнения состояния (УС) адронного вещества при высоких плотностях, до  $n \simeq 10 n_0$ , где  $n_0 \simeq 0.16 \text{ fm}^{-3}$  – плотность насыщения ядерных сил, и при температурах  $T \lesssim m_\pi$ , где  $m_\pi \simeq 140 \text{ МэВ}$  – масса пиона, является одной из центральных задач ядерной физики. Его знание требуется для описания наблюдаемых свойств нейтронных звёзд (НЗ), взрывов сверхновых, излучения гравитационных волн при слиянии двойных НЗ и гидродинамической эволюции вещества, образующегося при столкновениях тяжёлых ионов (СТИ). В ближайшем будущем ожидается появление качественно новых измерений параметров НЗ с использованием рентгеновского телескопа NICER, установленного на Международной космической станции, и массива радиотелескопов SKA, строящегося в Австралии и Южной Африке. Проводится усовершенствование гравитационно-волновых интерферометров LIGO и EGO-Virgo для получения новых сигналов гравитационных волн от слияний компактных звёзд, аналогичных GW170817. Строящиеся ускорители FAIR в GSI (Дармштадт) и NICA (Дубна) позволят изучать свойства вещества при барионных плотностях, превышающих достижимые в других существующих экспериментах по СТИ. Все эти эксперименты позволят пролить свет на поведение адронного вещества в экстремальных условиях.

На сегодняшний день результаты, полученные с помощью микроскопических расчетов, не могут быть напрямую использованы для описания свойств плотного вещества НЗ. При плотностях  $n \lesssim n_0$  успешно используются вычисления на основе киральной эффективной теории поля, позволяющей построить контролируемое приближение для потенциалов нуклонного взаимодействия. Однако, при  $n \gtrsim n_0$  неопределённости в этих вычислениях оказываются большими. Дополнительные неопределённости возникают при рассмотрении случая конечной температуры  $T \neq 0$ . В квантовой хромодинамике (КХД) для описания асимптотически больших плотностей пригодны вычисления в рамках теории возмущений, однако последняя справедлива только при плотностях  $(50 - 100) n_0$ , т.е. на порядок превышающих достижимые в НЗ. Согласно распространённому предположению, используемому во многих работах, в области плотностей  $n \lesssim (5 - 10) n_0$ , достижимых в НЗ, и температур  $T \lesssim m_\pi$  ещё пригодна адронная модель. Таким образом, требуется дальнейшая разработка феноменологических адронных моделей для описания вещества при значениях плотностей  $n \gtrsim n_0$  и для температур  $T \lesssim m_\pi$ .

Реалистическое УС должно одновременно удовлетворять большому количеству ограничений, следующих из имеющихся лабораторных данных и данных астрономических наблюдений [1]. Наибольший интерес представляет согласование тех ограничений, которые в настоящее время требуют качественно различного поведения УС адронного вещества при разных условиях. Так, реалистическое УС вещества НЗ должно предсказывать

максимально возможную массу НЗ  $M_{\max}$  большую, чем максимальное из наблюдаемых значений<sup>1</sup>,  $(2.01 \pm 0.04) M_{\odot}$  [3], что требует достаточно «жёсткого» УС в нейтронно-избыточном веществе, характеризующегося быстрым ростом давления с увеличением барионной плотности. В то же время анализ потоков частиц в столкновениях тяжёлых ионов [4] указывает на относительную «мягкость» УС изоспин-симметричного нуклонного вещества при  $n \lesssim 4.5 n_0$ . Анализ наблюдаемых поверхностных температур НЗ с большой вероятностью указывает на отсутствие прямого Урка-процесса  $n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu}_e$  в НЗ с массами, меньшими  $(1.35 - 1.5) M_{\odot}$ , что приводит к ограничению сверху на концентрацию протонов при соответствующей плотности в веществе НЗ [1]. Лишь немногие из имеющихся УС одновременно удовлетворяют всем этим ограничениям.

С увеличением барионной плотности в веществе НЗ возможно возникновение фазовых переходов в экзотические состояния сильно взаимодействующей материи. Широко обсуждаемым примером является преобразование части нуклонов в гипероны в веществе НЗ путём слабых процессов. Экстраполяция имеющихся данных о гиперъядрах на случай бесконечной среды указывает, что  $\Lambda$  и  $\Xi$ -гипероны в ядерной материи при плотности  $n = n_0$  обладают притягивательными потенциалами  $U_{\Lambda} \simeq -28$  МэВ и  $U_{\Xi} \simeq -15$  МэВ. Их включение в расчёты в большинстве имеющихся традиционных моделей приводит к сильному смягчению УС, что в свою очередь ведёт к уменьшению максимальной предсказываемой массы НЗ существенно ниже наблюдаемых значений. Эта проблема в литературе была названа «гиперонной загадкой» [5]. Помимо этого, в НЗ возможно заполнение ферми-морей  $\Delta$ -резонансов [6], а также появление конденсатов пионных, антикаонных и заряженных ро-мезонных полей [7–9]. Наличие дополнительных степеней свободы также влияет на протекание процессов с испусканием нейтрино из НЗ [8]. Таким образом, возможность появления этих степеней свободы в НЗ должна быть учтена при проверке работоспособности любой конкретной модели.

Помимо новых адронных степеней свободы, с увеличением плотности в НЗ возможно возникновение кваркового вещества в состоянии деконфайнмента. В зависимости от поведения УС кварковой материи деконфайнмент может сопровождаться фазовым переходом 1 рода или кроссовером. При достаточно большом скачке энергии при фазовом переходе 1 рода с увеличением центральной плотности компактные звёзды могут стать неустойчивыми относительно гравитационного коллапса. Если УС кварковой материи является достаточно жёстким при больших плотностях, дальнейшее увеличение плотности в центре звезды приводит к

<sup>1</sup>В работе [2] представлено измерение массы пульсара J0740+6620  $2.14_{-0.09}^{+0.10} M_{\odot}$  (уровень доверия  $p = 68\%$ , для  $p = 95\%$  это значение составляет  $2.14_{-0.18}^{+0.20} M_{\odot}$ ). Ввиду возможности дальнейшего уточнения этого результата, ниже будет использоваться ограничение  $M_{\max} \geq 1.97 M_{\odot}$ .

возникновению новой ветви устойчивых компактных звёзд [10]. При этом на диаграмме масса-радиус появляются звёзды с близкими массами, но существенно различающимися радиусами – звёзды-близнецы. Достоверное наблюдение такой пары объектов будет означать, что в веществе НЗ произошел фазовый переход 1 рода с большой разностью плотностей энергии в двух фазах.

Феноменологические релятивистские модели среднего поля (РМСП) являются универсальным инструментом для изучения сильно взаимодействующей адронной материи. Они успешно используются для описания свойств НЗ, взрывов сверхновых, структуры атомных ядер и эволюции вещества в столкновениях тяжёлых ионов. Эти модели формулируются с использованием лагранжевого формализма квантовой теории поля, и поэтому «по построению» выполняют требование причинности. В этом подходе роль средних мезонных полей аналогична роли параметров порядка в феноменологической теории сверхпроводимости металлов Гинзбурга-Ландау и при описании конденсированного гелия уравнением Гинзбурга-Гросса-Питаевского. Параметры теории определяются из требования согласия с экспериментальными данными. Для скалярного мезона  $\sigma$  и векторных мезонов  $\omega, \rho, \phi$  при любой конечной барионной плотности имеются ненулевые среднеполевые решения уравнений движения. Среднее поле легчайших из бозонов – пионов – равно нулю, однако при рассмотрении случая конечных температур требуется учесть вклад их температурных возбуждений вне рамок среднеполевого приближения. Частицы  $\sigma, \omega, \rho, \phi$  при рассматриваемых температурах и плотностях остаются более массивными, чем пионы, и поэтому предполагается, что вкладом их температурных возбуждений в термодинамические величины при  $T \lesssim m_\pi$  можно пренебречь.

В стандартных РМСП массы и константы связи мезонов фиксируются для достижения описания наблюдаемых свойств ядерного вещества при  $n \simeq n_0$ , и остаются неизменными при экстраполяции УС в другие области термодинамических переменных. Однако имеются многочисленные экспериментальные указания об изменениях масс и ширин адронов с плотностью и температурой [11], которые могут быть связаны с частичным восстановлением киральной симметрии с увеличением плотности и/или температуры среды. Учёт данной возможности был проведён феноменологически в работе [12] путём включения в РМСП зависимости констант связи и масс адронов от значения среднего скалярного поля  $\sigma$  в веществе, поскольку в РМСП оно играет схожую роль с киральным конденсатом в КХД. На примере параметризации MW(nu), обозначенной в [1] как KVOR, было показано, что учёт возможности различия в поведении эффективных констант связи и масс  $\omega$ - и  $\rho$ -мезонов в плотном веществе НЗ позволяет одновременно удовлетворить основным ограничениям на УС [1], в том числе и с учётом возможности конденсации  $\rho^-$ -мезонов [9]. Эта модель

с учётом вышележащих адронных состояний была обобщена на случай конечных температур для описания изоспин-симметричного вещества в ядро-ядерных соударениях [13]. Однако, включение гиперонов в модель KVOR приводит к снижению максимальной предсказываемой массы НЗ ниже наблюдаемых значений. Это обстоятельство явилось стимулом для разработки новых УС с использованием такого же подхода для вещества произвольного изотопического состава при нулевой и конечной температуре, описывающих весь массив экспериментальных данных с учётом всех «релевантных» степеней свободы.

**Целью** диссертационной работы является построение на основе релятивистских моделей среднего поля с эффективными константами связи и массами адронов, зависящими от скалярного поля, феноменологического уравнения состояния плотного холодного и нагретого сильно взаимодействующего адронного вещества в широком интервале изменения барионной плотности, изотопического состава и температуры. Построенные модели уравнения состояния должны удовлетворять широкому набору экспериментальных данных. Целью работы также является исследование возможных фазовых переходов, таких как появление новых адронных степеней свободы в плотной среде, переход ядерная жидкость–газ и адронное–кварковое вещество, и применение построенных моделей для описания широкого круга явлений в нейтронных звёздах и процессах ядро-ядерных столкновений.

Для этого были поставлены следующие **задачи**:

- Разработка параметризаций обобщённой релятивистской модели среднего поля с эффективными массами и константами связи адронов, зависящими от среднего скалярного поля, для описания холодного нуклонного вещества и их дальнейшее применение для описания нейтронных звёзд. Модели должны удовлетворять имеющимся экспериментальным ограничениям, таким как описание потока нуклонов в столкновениях ядер, требование существования устойчивых массивных компактных звёзд с массами, большими 2 масс Солнца, и ограничение на эффективность прямого Урка-процесса в компактных звездах.
- Включение в построенные модели возможности различных фазовых превращений при увеличении барионной плотности вещества нейтронных звёзд, связанных с (а) заполнением ферми-мореи гиперонов и дельта-резонансов, (б) образованием конденсата заряженных ро-мезонов, (в) адрон-кварковым фазовым переходом. Исследование влияния смягчения уравнения состояния из-за указанных фазовых превращений на возможность прохождения различных экспериментальных ограничений.
- Изучение влияния появления гиперонов на охлаждение нейтронных звёзд и описание наблюдаемых поверхностных температур с

учётом модификаций свойств адронов и их взаимодействия в плотной среде.

- Исследование возможности образования кварковой материи в наиболее массивных нейтронных звёздах при фазовом переходе первого рода с использованием построенных уравнений состояния адронного вещества, соединённых с моделями кварковой материи.
- Обобщение построенных моделей на случай нагретого вещества для описания фазового перехода типа жидкость-газ в ядерной среде, в том числе с учётом изотопической асимметрии, и различных наблюдаемых характеристик столкновений тяжёлых ионов с энергиями пучка в лабораторной системе отсчёта  $\mathcal{E}_{\text{lab}} \lesssim 2A \text{ ГэВ}$ .

### **Положения выносимые на защиту.**

1. Разработан метод « $\sigma$ -cut» для подавления роста скалярного поля с увеличением плотности, позволяющий увеличить жёсткость уравнения состояния ядерного вещества в произвольных релятивистских моделях среднего поля при плотностях, больших заданной плотности  $n^* > n_0$ , не меняя его при меньших плотностях.
2. Показано, что в релятивистских моделях среднего поля с эффективными массами и константами связи адронов, зависящими от среднего скалярного поля, удаётся одновременно удовлетворить условию существования нейтронных звезд с массой  $> 2M_\odot$ , ограничению на наличие прямого Урка процесса в нейтронных звездах и ограничению на потоки частиц в столкновениях ядер.
3. Продемонстрировано успешное описание ограничения на максимальную массу нейтронной звезды в построенных уравнениях состояния при учёте уменьшения массы  $\phi$ -мезона в среде и при использовании реалистических значений оптического потенциала гиперонов и  $\Delta$ -изобар.
4. В построенных адронных моделях обнаружены возможности фазовых переходов 1 рода: в изотопически симметричной материи с появлением  $\Delta$ -изобар для реалистических значений их потенциала и в веществе нейтронных звёзд с образованием конденсата  $\rho^-$ -мезонов. Путём объединения построенных уравнений состояния с имеющимися уравнениями состояния кваркового вещества при учёте образования структурированной смешанной фазы пасты рассчитан фазовый переход 1 рода в фазу деконфайнмента с образованием третьего семейства компактных звёзд.
5. Показано, что появление гиперонов в нейтронных звездах не противоречит данным об охлаждении нейтронных звёзд в сценарии «охлаждения ядерной среды».
6. Продемонстрировано удовлетворительное описание свойств фазового перехода ядерная жидкость-газ и характеристик выходов

пионов в столкновениях тяжёлых ионов при энергиях до 2A ГэВ в рамках построенных моделей. Предложена возможность образования фазы пасты при фазовом переходе ядерная жидкость–газ в изотопически асимметричном веществе.

### Научная новизна.

1. Впервые предложен общий метод для увеличения жёсткости уравнения состояния в релятивистских моделях среднего поля, использующий подавление роста скалярного поля с увеличением плотности при плотностях, больших заданного значения  $n^* > n_0$ , без изменения уравнения состояния при меньших плотностях.
2. В рамках релятивистских моделей с эффективными константами связи и массами адронов, зависящими от среднего скалярного поля, построены два новых семейства моделей, различающихся поведением в векторном и изовекторном секторах, удовлетворяющих одновременно широкому массиву экспериментальных ограничений с учетом образования гиперонов и  $\Delta$ -резонансов в веществе нейтронных звёзд. Для нуклонного вещества вычислены параметры теории ферми-жидкости Ландау-Мигдала в широком интервале барионной плотности.
3. Возможность фазового перехода 1 рода с образованием вещества, обогащенного  $\Delta$ -изобарами, в плотном изоспин-симметричном веществе впервые продемонстрирована при реалистических значениях потенциала  $\Delta$ -изобар.
4. Впервые в рамках реалистической модели адронного вещества продемонстрирована возможность фазового перехода 1 рода с образованием  $\rho^-$ -конденсата в нейтронных звёздах.
5. В рамках рассматриваемых моделей со скалированными константами связи и массами адронов изучены свойства фазового перехода 1 рода типа жидкость–газ в ядерной среде, в том числе с учётом изоспиновой асимметрии. Предложена новая возможность образования фазы пасты в системах конечного размера в отсутствие глобальной электронейтральности.
6. В рамках парадигмы «охлаждения ядерной среды» с использованием построенного уравнения состояния впервые изучено влияние гиперонов на эволюцию поверхностной температуры нейтронных звёзд.
7. Построенные адронные уравнения состояния применены к описанию фазового перехода 1 рода в фазу кварковой материи. В рамках использованных моделей показана возможность появления третьего семейства устойчивых компактных звёзд с кварковым ядром и впервые рассмотрено влияние образования фазы пасты на такие конфигурации.



## **Практическая значимость и достоверность результатов работы.**

Построенные в диссертации модели могут быть применены к описанию широкого круга явлений в нейтронных звездах, при их формировании во взрывах сверхновых, при слиянии нейтронных звёзд и в столкновениях тяжелых ионов. Достоверность изложенных результатов обоснована использованием зарекомендовавших себя в работах многих авторов подходов к моделированию сильно взаимодействующего адронного вещества. Дано описание имеющихся экспериментальных данных из различных областей ядерной физики в рамках единого подхода, что не было достигнуто в разработанных ранее моделях среднего поля. Результаты, изложенные в статьях по материалам диссертации, уже используются многими авторами. Статьи цитированы в около 100 публикаций (при исключенном самоцитировании) в системе SPIRES, что подтверждает востребованность проделанной работы. Выполнение научно-исследовательских работ было поддержано грантами РФФИ (проект № 16-02-00023, 2016–2017 гг.), РНФ (проект № 17-12-01427, 2017 г. – н.в.) и персональным грантом для аспирантов Фонда поддержки теоретической физики и математики «БАЗИС» (2017 г.–н.в.).

**Методы.** В работе использованы: лагранжев формализм и приближение среднего поля в релятивистской квантовой теории поля, метод функций Грина в системах многих частиц, методы статистической физики и термодинамики для описания фазовых переходов 1 и 2 рода.

**Апробация работы.** Результаты работы были представлены на международных конференциях «Strangeness in Quark Matter» (Дубна 2015), «International Conference on Particle Physics and Astrophysics» (Москва 2016), «Physics of Neutron Stars» (Санкт-Петербург 2017), «The Modern Physics of Compact Stars and Relativistic Gravity» (Ереван, Армения 2017), международных совещаниях Лаборатории теоретической физики им. Боголюбова в ОИЯИ (2017, 2018, 2019), международном долгосрочном совещании «New Frontiers in QCD» (Киото, Япония 2018), совещании «Nuclear Particle Physics and Cosmology» (Осло, Норвегия 2017), семинарах кафедры физики университета Вроцлава (Польша 2017) и Института технологий Чибы (Япония 2018), а также научных школах «Dense Matter in Compact Stars: Experimental and Observational Signatures» (Бухарест, Румыния 2015), «ИТФР International School of Physics» (Москва 2016), «53<sup>rd</sup> Karpacz Winter School of Theoretical physics» (Карпач, Польша 2017) и долгосрочной программе обучения аспирантов «Nuclear, Neutrino and Relativistic Astrophysics» (Тренто, Италия 2016)

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 15 рецензируемых печатных изданиях [19–33], из них 9 оригинальных статей [19–21; 24; 27; 29; 31–33] и 6 статей в материалах конференций [22; 23; 25; 26; 28; 30].

**Личный вклад.** Основные результаты, изложенные в диссертации, получены лично автором. В 9 опубликованных работах [19–21; 23; 25; 26; 28; 32; 33] диссертант является первым автором. Автор сформулировал используемые расширения и параметризации моделей, производил аналитические расчёты, разработал и реализовал численные коды большинства вычислений, интерпретировал их результаты и участвовал в написании научных статей.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и трёх приложений. Полный объем диссертации составляет 221 страницу текста, включая 54 рисунка и 5 таблиц. Список литературы содержит 360 наименований.

Всюду в настоящей работе используется система единиц  $\hbar = c = k_B = 1$ .

**Во Введении** обоснована актуальность исследования, дан обзор научной литературы по изучаемой проблеме, поставлены цель и задачи работы, сформулированы положения, выносимые на защиту и обозначена научная новизна и практическая значимость представляемой диссертации.

**В главе 1** рассматривается метод увеличения жёсткости УС « $\sigma$ -cut» [19], применимый к произвольным релятивистским моделям среднего поля (РМСП). На примере описания нуклонного вещества при помощи стандартной нелинейной модели Валечки (NLW) демонстрируется, что прекращение роста среднего скалярного поля в среде с ростом плотности приводит к увеличению максимальной массы НЗ  $M_{\max}$ , не нарушая поведение УС вблизи  $n = n_0$ . Однако, для того, чтобы при дальнейшем включении в рассмотрение гиперонов и других новых степеней свободы  $M_{\max}$  не стала меньше уже измеренных значений масс НЗ, значение  $M_{\max}$  для нуклонного УС должно существенно превышать наблюдаемый предел. Однако, в этом случае может нарушиться описание ограничения на жёсткость УС в ИСМ, следующего из анализа потоков в СТИ, а в не противоречащих этому ограничению моделях при включении новых степеней свободы величина  $M_{\max}$  может снова уменьшиться ниже наблюдаемых значений. Помимо этого, указанное изменение стандартной модели NLW не позволяет улучшить описание ограничения на прямой Урка-процесс в НЗ. Таким образом, одно лишь применение метода  $\sigma$ -cut не позволяет согласовать одновременно все основные экспериментальные ограничения, вследствие чего требуется дальнейшая разработка более «гибкой» модели.

*В разделе 1* обсуждаются основные экспериментальные ограничения, которым должно удовлетворять реалистическое УС адронного вещества:

- ограничение на максимальную массу НЗ  $M_{\max} \geq 1.97 M_{\odot}$ ,
- ограничение на потоки частиц в столкновениях тяжёлых ионов, (\*)
- отсутствие прямого Урка-процесса в НЗ с массами  $\lesssim (1.35 - 1.5) M_{\odot}$ .

В разделе 2 приводится формулировка стандартной модели NLW, построенной на основе лагранжиана [14; 15]

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi} \left[ i\gamma^\mu (\partial_\mu + ig_\omega \bar{\Psi} \omega_\mu \gamma^\mu \Psi + ig_\rho \bar{\Psi} \vec{\tau} \vec{\rho}_\mu \gamma^\mu \Psi) - (m_N - g_\sigma \sigma) \right] \Psi + \quad (1)$$

$$+ \frac{\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma}{2} - \frac{m_\sigma^2 \sigma^2}{2} - U(\sigma) + \frac{m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu}{2} - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{\rho}_{\mu\nu} \vec{\rho}^{\mu\nu} + \frac{m_\rho^2 \vec{\rho}_\mu \vec{\rho}^\mu}{2},$$

в котором дираковское поле  $\Psi$  с двумя компонентами в изотопическом пространстве  $(\psi_p, \psi_n)$  описывает нуклоны с вакуумной массой  $m_N$ , взаимодействующие со скалярным полем  $\sigma$ , векторным полем  $\omega_\mu$  и векторизовекторным полем  $\vec{\rho}_\mu$  с соответствующими тензорами напряженности поля  $\omega_{\mu\nu}, \vec{\rho}_{\mu\nu}$ . В терминах безразмерного поля  $f = g_\sigma \sigma / m_N$  потенциал самодействия  $\sigma$ -мезонов в этой модели выбирается в виде  $U(f) = m_N^4 [bf^3/3 + cf^4/4]$ ,  $g_{\sigma,\omega,\rho}$  и  $m_{\sigma,\omega,\rho}$  обозначают константы связи и массы мезонов. В приближении среднего поля пренебрегается квантовыми флуктуациями полей и средние значения мезонных полей рассматриваются как классические поля. В этом случае можно решить уравнения движения для мезонных полей и определить все термодинамические величины. В случае холодной бесконечной материи при заданных плотностях протонов и нейтронов  $n_n$  и  $n_p$  плотность энергии с учетом вклада лептонов  $e^-$  ( $m_e = 0.5$  МэВ) и  $\mu^-$  ( $m_\mu = 105$  МэВ), обращающегося в ноль в ИСМ, приобретает вид

$$E[n_n, n_p, f] = \sum_{b=n,p} E_{\text{kin}}[p_{Fb}, m_N^*, \frac{1}{2}] + \sum_{l=e,\mu} E_{\text{kin}}[p_{Fl}, m_l, \frac{1}{2}] + \frac{C_\omega^2 n_V^2}{2m_N^2} +$$

$$+ \frac{C_\rho^2 n_I^2}{2m_N^2} + \frac{m_N^4 f^2}{2C_\sigma^2} + U(f), \quad E_{\text{kin}}[p_F, m, s] \equiv (2s + 1) \int_0^{p_F} \frac{p^2 dp}{\pi^2} \sqrt{p^2 + m^2}, \quad (2)$$

$$n_V = n_n + n_p, \quad n_I = \frac{1}{2}(n_p - n_n), \quad (3)$$

где  $p_{Fi} = (3\pi^2 n_i)^{1/3}$ ,  $i = n, p, e, \mu$  и  $m_N^* = m_N(1 - f)$  – эффективная масса нуклона. Концентрации протонов и лептонов для заданной плотности нуклонов в веществе НЗ без учёта возможности образования фазы «пасты» определяется условием *локальной электронейтральности*  $n_p = n_e + n_\mu$  и условием *бета-равновесия*  $\mu_\mu = \mu_e = \mu_n - \mu_p$  для химических потенциалов частиц  $\mu_i = \partial E / \partial n_i$ . В бесконечной однородной материи константы связи и массы мезонов входят в термодинамические величины только в комбинациях  $C_{\sigma(\omega,\rho)} = m_N g_{\sigma(\omega,\rho)} / m_{\sigma(\omega,\rho)}$ , значения которых определяются при плотности атомного ядра из сравнения с результатами анализа экспериментов. Равновесное значение  $f$  для заданных  $n_n, n_p$  может быть найдено

из условия минимизации плотности энергии

$$\frac{m_N^4 f}{C_\sigma^2} = \sum_{i=n,p} m_N \rho_S(m_N^*, p_{Fi}, \frac{1}{2}) - \frac{dU}{df}, \quad (4)$$

$$\rho_S(m, p_F, s) = (2s + 1) \int_0^{p_F} \frac{p^2 dp}{2\pi^2} \frac{m}{\sqrt{m^2 + p^2}}.$$

В используемой ниже модели константы  $C_{\sigma,\omega,\rho}$  и параметры  $b, c$  потенциала  $U(f)$  фитируются для воспроизведения значений параметров УС ядерной материи при плотности насыщения ядерных сил  $n = n_0 = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ : энергии связи на барион  $\mathcal{E}_{\text{bind}} = -16 \text{ МэВ}$ , сжимаемости  $K = 250 \text{ МэВ}$ , энергии симметрии  $J_0 = 32 \text{ МэВ}$  и эффективной массы нуклона  $m_N^*(n_0) = 0.8 m_N$ . Этот выбор параметров не противоречит имеющимся экспериментальным данным при  $n \simeq n_0$ , но при рассмотрении больших плотностей такая модель даёт слишком низкое значение максимальной массы НЗ  $M_{\text{max}} = 1.92 M_\odot$ . В реалистической же модели максимальная масса НЗ, рассчитанная только с нуклонами, должна быть, по крайней мере, больше  $(2.2\text{--}2.3) M_\odot$ , чтобы при дальнейшем включении в рассмотрение гиперонов и других степеней свободы можно было бы удовлетворить экспериментальному ограничению (\*). Этого не удаётся достичь лишь вариацией  $K, m_N^*(n_0), J_0$  в рамках их экспериментальных неопределённостей без нарушения ряда необходимых ограничений (\*). Согласование этой модели с наблюдаемыми данными требует разработки метода увеличения максимальной предсказываемой массы НЗ, не приводящего к изменению уже сфитированного поведения УС при  $n \simeq n_0$ .

В разделе 3 описывается метод  $\sigma$ -cut, позволяющий увеличить жёсткость УС при плотностях, превышающих наперёд заданную плотность  $n^* > n_0$ , не меняя её при  $n < n^*$ . Стандартный вид потенциала  $U(f)$  позволяет описать свойства ядерной материи при  $n \simeq n_0$ ,  $f(n_0) \simeq 0.2$ , однако при увеличении плотности возможно появление вклада дополнительных нелинейных слагаемых. В методе  $\sigma$ -cut предполагается, что дополнительный вклад в эффективный потенциал  $\Delta U(f)$  резко растёт при достижении скалярным полем величины  $f^*$ , определяемой выбранным значением плотности  $n^*$ :

$$\begin{cases} \Delta U(f) \ll U(f), & f < f^*, \\ \Delta U(f) \gg U(f), & f \gtrsim f^*. \end{cases} \quad (5)$$

Для такого эффективного потенциала  $U(f) + \Delta U(f)$  значение скалярного поля как функция барионной плотности не может превысить величины  $f^*$ , и, как следствие, значение  $f(n)$  при  $n > n^*$  снижается по сравнению с  $f(n)$  в исходной модели. Это приводит к *увеличению давления* как функции плотности энергии в соответствующей области переменных, так как

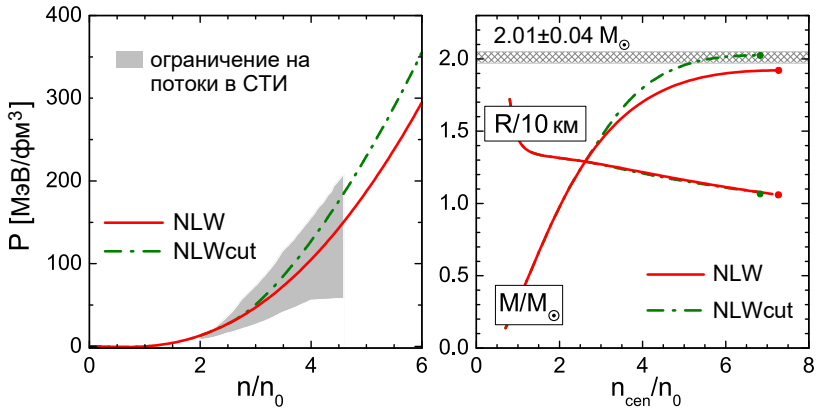


Рисунок 1 – сравнение результатов для одной из возможных параметризаций модели NLWcut с УС NLW. Слева: Давление в ИСМ как функция плотности. Справа: Масса и радиус НЗ как функции плотности в центре НЗ  $n_{\text{cent}}$ . Точками отмечены результаты для НЗ с максимальной массой

снижение величины скалярного поля в РМСР соответствует уменьшению эффективного притяжения между барионами. В построенных таким образом моделях, обозначенных как NLWcut, выбором плотности  $n^* > n_0$  можно добиться увеличения максимальной предсказываемой массы НЗ до реалистических значений.

**В главе 2** развиваются два новых класса РМСР, которые позволяют согласовать между собой ограничения (\*) и некоторые другие, в том числе и с учётом гиперонов и  $\Delta$ -резонансов [20; 21; 24; 29]. В этих моделях учитывается возможность изменения констант связи и эффективных масс адронов в среде за счёт предположения об их зависимости от значения среднего скалярного поля [12]. Уменьшение эффективных масс частиц в среде в моделях кваркового вещества соответствует частичному восстановлению киральной симметрии КХД, возникающему за счёт уменьшения величины кирального конденсата. Поэтому массы адронов предполагаются зависящими от среднего значения скалярного поля в среде, играющего в РМСР схожую роль с киральным конденсатом. Введение зависимости констант связи от скалярного поля позволяет предложить более простую альтернативу моделям с явно зависящими от плотности константами связи, в которых требуется дополнительная процедура восстановления термодинамической согласованности модели после введения средовых модификаций.

В работе [12] была построена модель MW( $\mu$ ), обозначенная позднее как KVOR [1], удовлетворяющая ограничениям на УС нуклонного вещества, однако включение гиперонов в эту модель приводит к нарушению ограничения на максимальную массу НЗ. Построенные в этой главе

модели устраняют этот недостаток, используя предположение об (а) изменении свойств  $\omega$ -мезона и (б) изменении свойств  $\rho$ -мезона с увеличением плотности. Показывается, что включение гиперонов и  $\Delta$ -резонансов в разработанные модели при учёте уменьшения массы  $\phi$ -мезона не приводит к нарушению ограничения на максимальную массу НЗ при использовании реалистических значений потенциалов указанных барионов в ядерной среде при  $n \simeq n_0$ .

В разделе 1 приводится формулировка РМСП с константами связи и массами адронов, зависящими от среднего скалярного поля, предложенной в [12] для описания вещества, состоящего только из нуклонов  $N = \{p, n\}$ . В данной работе модель [12] расширена на случай возможного появления гиперонов  $H = \{\Lambda(1116), \Sigma^{0,\pm}(1193), \Xi^{-,0}(1328)\}$  и  $\Delta$ -резонансов  $\Delta = \{\Delta^{0,\pm,++}(1232)\}$  при наличии среднего поля векторного мезона  $\phi(1020)$  со скрытой странностью, описывающего дополнительное отталкивание между гиперонами. Значения констант связи барионов  $b = (N, H, \Delta)$  с мезонами  $m = \{\sigma, \omega, \rho, \phi\}$  не могут быть определены экспериментально, однако для векторных мезонов они могут быть связаны друг с другом при помощи соотношений симметрии, следующих из кварковой модели адронов. В данной работе используются соотношения, следующие из симметрии  $SU(6)$ , которые позволяют выразить константы связи всех рассматриваемых барионов через соответствующие величины для нуклонов без введения дополнительных параметров. При этом в рамках этой симметрии константы связи мезона  $\phi$  с  $N$  и  $\Delta$  равны нулю. Константы связи гиперонов и  $\Delta$  со скалярным полем определяются из экспериментальных данных о значениях их потенциалов  $U_{H,\Delta}$  в ядерной среде при  $n \simeq n_0$ .

Возможность модификации констант связи и масс всех адронов в среде достигается путём введения их зависимости от среднего скалярного поля в лагранжиан (1)

$$\begin{aligned} g_{mb} &\rightarrow g_{mb}^* = g_{mb}\chi_{mb}(f), \\ m_{m(b)} &\rightarrow m_{m(b)}^* = m_{m(b)}\Phi_{m(b)}(f). \end{aligned}$$

Для простоты предполагается, что константы связи всех барионов с мезонами изменяются по одинаковому закону  $\chi_{mb}(f) \equiv \chi_{mN}(f)$ . Примером возможного выбора поведения масс адронов в среде может быть следование предположению о скейлинге Брауна-Ро

$$\Phi_N(f) = \Phi_b(f) = \Phi_m(f) = 1 - f, \quad (6)$$

где выбор  $\Phi_N(f) = 1 - f$ , соответствует простейшей связи скалярного мезона с нуклонами, такой же, как и в стандартной модели Валечки. Однако при таком выборе  $\Phi_b$  константы связи со скалярным полем равны для всех барионов, что не позволяет описать экспериментальные значения  $U_{H(\Delta)}$ . Поэтому для барионов используются выражения для эффективных масс,

соответствующие наиболее простой связи скалярного мезона с барионами с константами связи, отличными от нуклонной

$$\Phi_b = \Phi_N(x_{\sigma b} \frac{m_N}{m_b} f), \quad x_{\sigma b} = \frac{g_{\sigma b}}{g_{\sigma N}},$$

где значения отношений констант связи  $x_{\sigma H(\Delta)}$  выбираются так, чтобы воспроизвести значения  $U_{H,\Delta}$ , следующие из анализа экспериментальных данных.

Функции  $\chi_{mb}$  и  $\Phi_m$  при рассмотрении бесконечной материи *не могут быть определены независимо*, так как в этом случае, аналогично константам связи и массам мезонов в обычной модели Валечки,  $\chi_{mN}$  и  $\Phi_m$  входят только в комбинациях

$$\eta_{\sigma(\omega,\rho)}(f) = \frac{\Phi_{\sigma(\omega,\rho)}^2(f)}{\chi_{\sigma(\omega,\rho)N}^2(f)}, \quad \eta_{\phi}(f) = \frac{\Phi_{\phi}^2(f)}{\chi_{\phi H}^2(f)}, \quad g_{\phi N} = g_{\phi \Delta} = 0. \quad (7)$$

Данные функции, названные в [12] *скейлинговыми функциями*, являются феноменологическими переменными в рассматриваемой обобщённой РМСП. Потенциал  $U(f)$  стандартных РМСП включён в определение  $\eta_{\sigma}(f)$ . Плотность энергии в данной РМСП получается из (2) путём замен

$$C_{\sigma(\omega,\rho)}^2 \rightarrow \frac{C_{\sigma(\omega,\rho)}^2}{\eta_{\sigma(\omega,\rho)}}, \quad n_V \rightarrow \sum_b x_{\omega b} n_b, \quad n_I \rightarrow \sum_b x_{\rho b} t_{3b} n_b, \quad x_{\sigma(\omega,\rho)b} = \frac{g_{\sigma(\omega,\rho)b}}{g_{\sigma(\omega,\rho)N}},$$

где  $t_{3b}$  – проекция изоспина бариона  $b$ , и добавления плотности кинетической энергии всех барионов, аналогичной слагаемым в (2), а также вклада  $\phi$ -мезона

$$\Delta E_{\phi} = \frac{C_{\phi}^2 n_S^2}{2m_N^2 \eta_{\phi}(f)}, \quad n_S = \left( \sum_H x_{\phi H} n_H \right)^2, \quad x_{\phi H} = \frac{g_{\phi H}}{g_{\omega H}}. \quad (8)$$

Связь  $C_{\phi} = C_{\omega} \frac{m_{\omega}}{m_{\phi}}$  следует из соотношений симметрии SU(6) (используется  $m_{\omega} = 783$  МэВ). Выбор  $\eta_{\sigma} = 1 + 2 \frac{C_{\sigma}^2}{f^2} (\frac{b}{3} f^3 + \frac{c}{4} f^4)$ ,  $\eta_{\omega,\rho} = 1$  и  $\Phi_N = 1 - f$  в пренебрежении вкладом  $H, \Delta$  и  $\phi$ -мезона *воспроизводит известные выражения для нелинейной модели Валечки* (2).

Как и параметры потенциала  $U(\sigma)$  в стандартных РМСП, параметризации функций  $\eta_m(f)$  вблизи равновесного значения скалярного поля  $f(n_0)$  в ИСМ и параметры  $C_{\sigma,\omega,\rho}$  выбираются так, чтобы описать свойства ядерной материи при  $n = n_0$ . При этом остающаяся свобода выбора поведения  $\eta_m(f)$  при  $f > f(n_0)$  позволяет контролировать поведение УС при

бóльших плотностях. Равновесное значение скалярного поля  $f$  для заданного набора барионных плотностей  $\{n_b\}$  следует из уравнения движения

$$\frac{m_N^4 f}{C_\sigma^2} \eta_\sigma = - \sum_b m_b \Phi'_b \rho_S(m_b \Phi_b, p_{Fb}, S_b) - \frac{m_N^4 f^2}{2C_\sigma^2} \eta'_\sigma - \frac{\partial}{\partial f} U_V[f, \{n_b\}], \quad (9)$$

$$U_V[f, \{n_b\}] = \frac{C_\omega^2 n_V^2}{2m_N^2 \eta_\omega(f)} + \frac{C_\rho^2 n_I^2}{2m_N^2 \eta_\rho(f)} + \frac{C_\phi^2 n_S^2}{2m_N^2 \eta_\phi(f)}, \quad (10)$$

обобщающего уравнение (4). Здесь штрих обозначает производную по  $f$  и  $S_b$  – спин бариона  $b$ . Возникающая в данной модели связь векторных полей со скалярным полем приводит к появлению вклада векторных мезонов  $U_V$  в эффективный потенциал скалярного поля, явно зависящего от комбинаций барионных плотностей  $n_V, n_I, n_S$ . Это позволяет предложить реализацию метода « $\sigma$ -cut», разработанного в главе 1, как следствие модификации свойств векторных мезонов  $\omega$  и  $\rho$ .

В разделе 2 обсуждаются новые семейства параметризаций РМСП с зависящими от  $\sigma$ -поля константами связи и массами адронов. Их основные свойства демонстрируются на примере нуклонной материи с искусственно подавленной возможностью появления гиперонов и  $\Delta$ -резонансов.

Увеличение эффективного потенциала поля  $f$ , аналогичное использованию метода  $\sigma$ -cut, может быть достигнуто, например, за счёт предположения об изменении свойств  $\omega$ -мезона в среде. Из-за взаимодействия  $\omega$  со скалярным полем в (10) возникает вклад  $\sim C_\omega^2 n_V^2 / \eta_\omega(f)$ , резкий рост которого как функции  $f$  может быть интерпретирован либо как следствие резкого снижения эффективной массы  $\omega$ -мезона в среде, либо как увеличение его эффективной константы связи с барионами.

Параметризация **KVORcut** строится на основе модели KVOR и позволяет для произвольно выбранного значения  $f^*$ , которому соответствует некоторая плотность  $n^*$ , остановить рост скалярного поля в среде при  $n > n^*$  (см. рис. 2), давая возможность увеличить жёсткость УС при указанных плотностях.

Свойства УС при  $n < n^*$  в моделях KVORcut остаются такими же, как и в модели KVOR. Использование такого же предположения о плавном изменении свойств  $\rho$ -мезона, что и в модели KVOR, позволяет также описать ограничение на возможность прямого Урка-процесса в НЗ в моделях KVORcut.

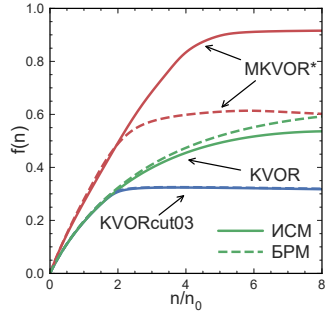


Рисунок 2 – скалярное поле  $f$  в ИСМ и бета-равновесной материи (БПМ) как функция плотности нуклонов



Построенные модели KVORcut[02, 03, 04], обозначаемые соответственно выбору  $f(n > n^*) \simeq 0.2, 0.3, 0.4$ , демонстрируют увеличение жёсткости УС, аналогичное описанному в главе 1 для моделей NLWcut. В модели KVORcut04 УС оказывается недостаточно жёстким для описания большой максимальной массы НЗ  $M_{\max}$ . Модель KVORcut02 с большим запасом удовлетворяет условию  $M_{\max} \geq 1.97 M_{\odot}$ , однако возникающая при этом избыточная жёсткость УС в ИСМ приводит к нарушению ограничения на потоки. Несмотря на это, в главе 4 оно будет использовано для исследования возможности возникновения третьего семейства компактных звёзд, так как не исключена возможность уточнения или пересмотра ограничения на потоки в СТИ в будущем. Наиболее перспективная параметризация **KVORcut03** удовлетворяет всем ограничениям (\*) и даёт большое значение

$$M_{\max}[\text{KVORcut03}] = 2.17 M_{\odot}.$$

В модели другого класса **MKVOR\*** предполагается существенное изменение свойств  $\rho$ -мезона в плотной среде. Параметризации  $\eta_{\sigma}(f)$  и  $\eta_{\omega}(f)$  выбраны так, чтобы обеспечить достаточно мягкое УС в ИСМ для прохождения ограничения на давление в ИСМ, полученное из анализа потоков в СТИ. Прочие ограничения (\*) могут быть описаны при помощи подходящего выбора скейлинговой функции  $\eta_{\rho}(f)$ , контролирующей поведение изотопически-асимметричной материи. При плотностях  $n < n^* \simeq 2.5 n_0$  функция  $\eta_{\rho}(f)$  выбрана так, чтобы снизить концентрацию протонов, что требуется для описания ограничения на порог прямого Урка-процесса. Это полностью определяет её поведение при значениях  $f \lesssim 0.5$ , соответствующих выбранной величине  $n^*$ .

При  $f \gtrsim 0.5$ , соответствующем  $n \gtrsim 2.5 n_0$ , предполагается резкое усиление вклада  $\rho$ -мезона в эффективный потенциал. Так же, как и в случае  $\omega$ -мезона, это обстоятельство может быть связано как со снижением величины  $m_{\rho}^*(f)$ , так и с увеличением  $g_{\rho b}^*(f)$  в среде. Это приводит к прекращению роста скалярного поля при  $n \gtrsim n^*$  *только в асимметричной материи* (см. рис. 2), ведущему к увеличению жёсткости вещества НЗ при  $n \gtrsim n^*$ , *не меняя прохождение ограничения на давление в ИСМ*. В результате модель воспроизводит большую максимальную массу НЗ

$$M_{\max}[\text{MKVOR*}] = 2.33 M_{\odot}$$

и удовлетворяет всем ограничениям (\*).

В разделе 3 приводятся результаты численных расчётов при включении гиперонов и  $\Delta$ -резонансов в модели KVORcut03 и MKVOR\*. При включении гиперонов предполагается, что эффективная масса  $\phi$ -мезона меняется в среде согласно предположению (6), но константы связи  $\phi$  с гиперонами не изменяются при увеличении плотности,  $\chi_{\phi N} = 1$ .

Такая параметризация обозначается  $H\phi$  [20; 21] при учёте только гиперонов, и  $H\Delta\phi$  [24] при включении также  $\Delta$ -изобар. Для гиперонов используются значения потенциалов частиц в ИСМ при  $n \simeq n_0$ :

$$U_\Lambda = -28 \text{ МэВ}, U_\Sigma = 30 \text{ МэВ}, \\ U_\Xi = -15 \text{ МэВ}.$$

Для потенциала  $\Delta$  наиболее реалистическая оценка следует из анализа фотопоглощения на ядрах, где было получено значение  $U_\Delta \simeq -50 \text{ МэВ}$ , близкое к потенциалу нуклона. Однако, другие имеющиеся оценки допускают его вариацию в диапазоне  $U_\Delta = -(30 - 100) \text{ МэВ}$ . В обеих моделях KVORcut03H $\Delta\phi$  и MKVOR\*H $\Delta\phi$  гипероны  $\Lambda$  и  $\Xi^-$  появляются при плотностях  $(2 - 3)n_0$ , что ведёт к существенному смягчению УС. Однако максимальная масса НЗ при этом снижается до значений

$$M_{\max}[\text{KVORcut03H}\phi] = 1.97 M_\odot, \\ M_{\max}[\text{MKVOR*H}\phi] = 2.22 M_\odot,$$

не противоречащих имеющемуся экспериментальному ограничению [3] на максимальную массу НЗ (рис.3). Таким образом, построенные модели *разрешают «гиперонную загадку»* в рамках РМСП.

Влияние появления  $\Delta$ -резонансов на УС в рассматриваемых моделях оказывается незначительным и *проблема  $\Delta$ -резонансов* [6] не возникает. В модели KVORcut03H $\Delta\phi$  для допустимых значений потенциала  $U_\Delta > -100 \text{ МэВ}$  концентрации  $\Delta$  в веществе НЗ пренебрежимо малы. В модели MKVOR\*H $\Delta\phi$  уже при реалистическом значении  $U_\Delta = -50 \text{ МэВ}$ , близком к потенциалу нуклона при  $n = n_0$ , концентрации  $\Delta$  становятся значительными при  $n \gtrsim 3n_0$ . Их появление приводит к изменению равновесных концентраций гиперонов, но не ведёт к существенному смягчению УС. В результате максимальная масса НЗ снижается лишь незначительно и слабо зависит от значения потенциала  $U_\Delta$ .

**В главе 3** на основе моделей, построенных в главе 2, изучаются возможные фазовые переходы 1 рода в холодном сильно взаимодействующем веществе. В рамках адронных моделей рассматриваются два примера таких фазовых переходов: в ИСМ за счёт появления  $\Delta$ -изобар, и в веществе нейтронных звёзд за счёт конденсации заряженных  $\rho$ -мезонов. В рамках

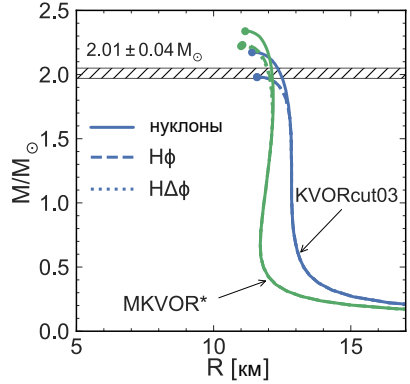


Рисунок 3 – кривые масса-радиус для чисто нуклонных УС и с учётом гиперонов и  $\Delta$ . Линии  $H\Delta\phi$  визуально неотличимы от  $H\phi$

модели **MKVOR\*** демонстрируется возможность фазового перехода 1 рода с образованием вещества, обогащённого  $\Delta$ -изобарами, возникающего вследствие быстрого снижения эффективной массы барионов в ИСМ с увеличением плотности в этой модели. Далее в этой же модели показывается возможность фазового перехода 1 рода, сопровождающегося появлением конденсата  $\rho^-$ -мезонов, при учёте неабелева самодействия  $\rho$ -мезонных полей. Затем, с использованием имеющихся в литературе УС кварковой материи в веществе НЗ изучается возможность фазового перехода 1 рода в состоянии деконфайнмента с образованием третьего семейства компактных звёзд.

В разделе 1 на основе построенных моделей рассматривается возможность появления  $\Delta$ -резонансов в холодной ИСМ при использовании реалистических значений притягивающего потенциала  $U_\Delta$  [23–26]. В модели **KVORcut03** появление  $\Delta$  оказывается энергетически невыгодным, поскольку ограничение роста скалярного поля  $f(n) \lesssim 0.3$  с увеличением плотности приводит к большим значениям эффективной массы  $m_\Delta^*$  в ИСМ. При реалистических значениях  $U_\Delta = -(50 - 100)$  МэВ  $\Delta$ -изобары не появляются вплоть до  $n \gtrsim 10n_0$ , поэтому в этой модели можно пренебречь влиянием  $\Delta$  в ИСМ на УС.

В модели **MKVOR\*** вследствие быстрого роста скалярного поля в ИСМ (см. рис. 2) эффективная масса  $\Delta$ -изобар в ИСМ значительно снижается с увеличением плотности. При  $U_\Delta = -50$  МэВ они появляются в среде при плотностях  $n \gtrsim 4.7n_0$ , что приводит к понижению давления (см. рис. 4). Если же на самом деле при дальнейших исследованиях окажется, что значение  $U_\Delta$  меньше, то критическое значение плотности для появления  $\Delta$  снизится. При  $U_\Delta < -56$  МэВ быстрое накопление  $\Delta$  приводит к сильному снижению давления и возникновению фазового перехода 1 рода с характерной спиновальной областью  $dP/dn < 0$  [24]. При  $U_\Delta < -67$  МэВ оказывается энергетически выгодным переход на новую ветвь решений, соответствующих большим значениям  $f(n)$  и сразу конечной концентрации  $\Delta$ , что в теории Ландау отвечает картине фазового перехода 1 рода с плотностью  $\Delta$  в качестве параметра порядка. Отметим, что существенное

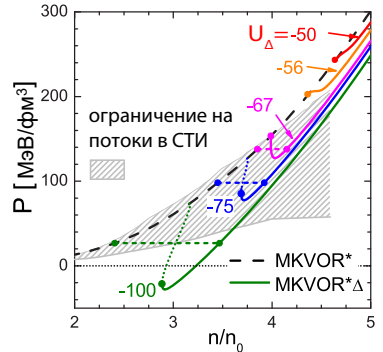


Рисунок 4 – давление в ИСМ как функция плотности в модели **MKVOR\*( $\Delta$ )** для различных значений  $U_\Delta$ . Горизонтальными штриховыми линиями показана максвелловская конструкция

смягчение УС в ИСМ позволяет улучшить описание ограничения на потоки в СТИ. Таким образом, построенная модель MKVOR\*Δ в ИСМ с запасом обеспечивает выполнение ограничения на потоки в СТИ.

В разделе 2 на основе результатов [9; 12] анализируется возможность конденсации  $\rho^-$ -мезонов в веществе НЗ в построенных моделях и её влияние на структуру НЗ [25; 26; 28; 29].

При рассмотрении  $\rho$ -мезона как калибровочного бозона в теории со скрытой локальной симметрией его вклад в лагранжиан даётся выражением

$$\mathcal{L}_\rho = -\frac{1}{4}\vec{R}_{\mu\nu}\vec{R}^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\rho^2\Phi_\rho^2\vec{\rho}_\mu\vec{\rho}^\mu - \sum_b g_{\rho b}\chi_{\rho b}\bar{\Psi}_b\gamma^\mu\vec{t}_b\vec{\rho}_\mu\Psi_b, \quad (11)$$

$$\vec{\rho}_{\mu\nu} = \partial_\mu\vec{\rho}_\nu - \partial_\nu\vec{\rho}_\mu + g'_\rho\chi'_\rho[\vec{\rho}_\mu \times \vec{\rho}_\nu] + \mu_e\delta_{\nu 0}[\vec{n}_3 \times \vec{\rho}_\mu] - \mu_e\delta_{\mu 0}[\vec{n}_3 \times \vec{\rho}_\nu],$$

где  $(\vec{n}_3)^a = \delta^{a3}$  – единичный вектор в изотопическом пространстве, константа неабелевой связи  $g'_\rho$  и её скейлинговая функция  $\chi'_\rho$  выбираются равными соответственно  $g_{\rho N}$  и  $\chi_{\rho N}$  согласно модели скрытой локальной симметрии, а также из соображения простоты. Для рассмотрения бета-равновесного вещества НЗ химический потенциал конденсата  $\rho^-$  положен равным химическому потенциалу электрона  $\mu_e$ .

Для описания конденсации заряженных  $\rho$ -мезонов традиционный анзац для среднеполевого решения  $\rho_\mu^i = \rho_0\delta_{\mu 0}\delta^{i3}$  расширяется на случай наличия ненулевых заряженных компонент

$$\rho_i^{(-)} \equiv \frac{(\rho_i^1 - i\rho_i^2)}{\sqrt{2}} = \rho_c a_i, \quad \rho_i^{(+)} \equiv (\rho_i^{(-)})^*, \quad i = 1, 2, 3,$$

где  $\rho_c$  – комплексная амплитуда поля и  $a_i$  – единичный вектор в трёхмерном пространстве. В этом случае, помимо стандартного решения с  $|\rho_c|^2 \equiv |\rho_i^{(\pm)}|^2 = 0$ , имеется также решение

$$\rho_0^3 = \frac{\mu_e - m_\rho\Phi_\rho}{g_\rho\chi'_\rho}, \quad |\rho_c|^2 = \frac{-n_I - n_\rho}{2m_\rho\eta_\rho^{1/2}\chi'_\rho}, \quad n_\rho = \frac{m_N^2\eta_\rho^{1/2}\Phi_\rho}{C_\rho^2\chi'_\rho} (m_\rho\Phi_\rho - \mu_{\text{ch},\rho}) > 0,$$

которое становится энергетически выгодным при  $-n_I - n_\rho > 0$ . Плотность заряда конденсата  $n_{\text{ch},\rho} = -2m_\rho\Phi_\rho|\rho_c|^2$  даёт вклад в условие электронейтральности вещества НЗ. Функция  $\Phi_\rho$  входит в новое решение независимо от  $\eta_\rho$ , и для простоты выбирается согласно (6). Зависимость вклада конденсата в плотность энергии, пропорционального  $-(n_I + n_\rho)^2$ , обычно отвечает *фазовому переходу 2 рода*. Однако без рассмотрения полного термодинамического потенциала модели ещё нельзя исключить возможности существования новых ветвей решений уравнений движения с конечным  $|\rho_c|$ .

Оказывается, что в модели **KVORcut03** без гиперонов и  $\Delta$ -изобар конденсат  $\rho^-$  появляется посредством фазового перехода 2 рода при плотности  $n \simeq 4.6 n_0$ . При этом смягчение УС оказывается незначительным и  $M_{\max}$  снижается лишь на величину  $0.01 M_\odot$ . При включении в модель гиперонов и/или  $\Delta$ -изобар конденсация  $\rho^-$  в НЗ не происходит.

В модели **MKVOR\*** из-за существенной модификации свойств  $\rho$ -мезона появляется новая ветвь решений, соответствующая конечному значению  $|\rho_c|$  и низким значениям эффективных масс всех частиц. Новое решение становится энергетически выгодным уже при  $n \gtrsim 2.8 n_0$ , и при этом система испытывает *фазовый переход 1 рода* с возникновением конечной амплитуды конденсатного поля  $|\rho_c|$ , что приводит к существенному смягчению УС и снижению максимальной массы НЗ до значения  $M_{\max} \simeq 2.03 M_\odot$  [29], которое не противоречит имеющемуся экспериментальному ограничению [3] на максимальную массу  $M_{\max} \geq 1.97 M_\odot$ .

В разделе 3 изучается возможность наличия третьей ветви устойчивых компактных звёзд с ядром из кваркового вещества в состоянии деконфайнмента вследствие фазового перехода 1 рода [27; 33]. Для осуществления в природе такой возможности требуется, чтобы при плотности  $n \lesssim 4 n_0$  адронное вещество описывалось жёстким УС, а кварковое – достаточно мягким УС. Поэтому для описания адронной фазы вместо KVORcut03 приходится использовать более жёсткую параметризацию модели KVORcut – **KVORcut02**, которая, к сожалению, не описывает ограничение на потоки в СТИ. С другой стороны, если имеет место такой фазовый переход, то наиболее массивные наблюдаемые объекты являются компактными звёздами с кварковым ядром. Поэтому УС кваркового вещества должно быть достаточно жёстким при  $n \gtrsim 4 n_0$  для описания ограничения на максимальную массу таких объектов  $M_{\max} > 1.97 M_\odot$ . В данном разделе используется РМСП для кваркового вещества [10], позволяющая получить семейство УС, удовлетворяющих указанным требованиям. Адронное и несколько кварковых УС объединяются при помощи максвелловской конструкции. С использованием таких гибридных УС демонстрируется возникновение ветви компактных звёзд с кварковым ядром, отделённой от ветви НЗ областью неустойчивости. Это приводит к наличию потенциально наблюдаемых «звёзд-близнецов» с одинаковыми массами, но различающимися радиусами, в диапазоне

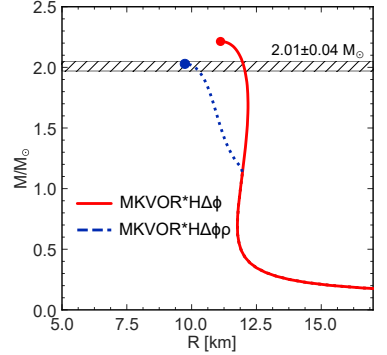


Рисунок 5 – кривые масс-радиус в модели MKVOR\*HΔφ и MKVOR\*HΔφρ с учётом  $\rho^-$ -конденсата

масс  $(1.7 - 2.1) M_{\odot}$  в зависимости от выбора параметров УС кваркового вещества, при этом значение максимальной предсказываемой массы компактной звезды в рамках этих гибридных УС *не противоречит ограничению на максимальную массу*.

При описании фазового перехода 1 рода использование максвелловской конструкции соответствует предположению о локальной электронейтральности, которое, однако, не является необходимым условием. Для описания смешанной фазы в веществе нейтронных звёзд достаточным является выполнение *глобальной электронейтральности*. Если коэффициент поверхностного натяжения между каплями двух фаз не превышает определённого критического значения, то при учёте электростатических эффектов возможно возникновение структур конечного размера и различной геометрии, называемых *фазой «пасты»*. При этом в давлении смешанной фазы становится монотонно растущим с увеличением плотности, что может привести к слиянию ветви гибридных звёзд с кварковым ядром с ветвью обычных НЗ. Для рассмотренных гибридных моделей вычислены различные конфигурации фаз пасты в зависимости от значения параметра поверхностного натяжения между фазами. Показано, что учёт возникновения фаз пасты в построенных моделях *не приводит к исчезновению третьего семейства КЗ* [33].

**В главе 4** производится обобщение РМСП, построенных в главе 2, на случай конечной температуры среды  $T < m_{\pi} \simeq 140$  МэВ и произвольной изотопической асимметрии. Построенные модели **KVORcut03** и **MKVOR\*** применяются для изучения фазового перехода ядерная жидкость-газ и моделирования столкновений тяжёлых ионов в модели расширяющегося файерболла [32]. Для указанных задач из числа барионных степеней свободы требуется учёт только  $N$  и  $\Delta$ , поскольку вклад гиперонов в УС пренебрежимо мал вследствие сохранения странности. При рассматриваемых температурах  $T \lesssim m_{\pi}$  требуется также включение температурных возбуждений пионов за рамками среднеполевого приближения. Построенные УС удовлетворительно описывают имеющиеся экспериментальные данные о выходах пионов в СТИ с энергиями  $\mathcal{E}_{\text{lab}} \lesssim 2$  АГэВ и свойства ядерного фазового перехода жидкость-газ.

*В разделе 1* формулируется обобщение РМСП с константами связи и массами адронов, зависящими от скалярного поля, на случай конечной температуры  $T \neq 0$ . Для барионного вклада в УС учёт  $T \neq 0$  приводит к появлению во всех соответствующих термодинамических величинах функций распределения Ферми-Дирака

$$\int_0^{p_{\text{F},b}} dp \rightarrow \int_0^{\infty} dp f_b(p), \quad f_b(p) = \frac{1}{e^{(\sqrt{p^2 + m_b^{*2}} - \mu_b^*)/T} + 1}, \quad n_b = \gamma_b \int_0^{\infty} \frac{p^2 dp}{2\pi^2} f_b(p), \quad (12)$$

где эффективный химический потенциал  $\mu_b^*$  бариона  $b$  учитывает сдвиг истинного химического потенциала  $\mu_b = \mu_B - Q_b \mu_Q$  на величину векторного потенциала бариона  $b$ ,  $Q_b$  обозначает заряд бариона  $b$ ,  $\mu_B$  и  $\mu_Q$  – соответственно химические потенциалы барионного и электрического заряда. Вклад в плотность энергии от газа возбуждений пионов  $\pi = \{\pi^+, \pi^0, \pi^-\}$  в предположении об их термодинамическом равновесии с барионами учитывает их зарядовый химический потенциал и имеет вид

$$E_{\text{pion}} = \sum_{\pi} \int_0^{\infty} \frac{p^2 dp}{2\pi^2} \omega_{\pi}(p) f_{\pi}(p), \quad \mu_{\pi} = Q_{\pi} \mu_Q, \quad (13)$$

где  $Q_{\pi}$  – заряд пиона и  $\omega_{\pi}(p)$  обозначает закон дисперсии пионов в плотной среде. В данной работе, как и во многих предыдущих исследованиях [16], сначала используется вакуумный закон дисперсии пионов, а затем проводится его модификация вследствие  $s$ -волнового взаимодействия пионов с нуклонами типа Вайнберга-Томозавы. Влияние же учёта  $p$ -волнового пион-барионного взаимодействия только оценивается.

В разделе 2 при использовании упрощённой модели расширяющегося при приближённо сохраняющейся энтропии фэйрбола изучаются характеристики выхода пионов в СТИ. Рассматриваются столкновения как изотопически симметричных, так и несимметричных ядер. Разрежение системы на конечной стадии эволюции фэйрбола приводит к его развалу при значениях плотности  $n_{b,\text{up}}$  и температуры  $T_{b,\text{up}}$ , и при этом запертые в фэйрболе до стадии его развала пионы свободно покидают систему. С использованием равновесных распределений пионов вычислено инклюзивное инвариантное дифференциальное сечение рождения пионов как функции энергии пиона  $E_{\pi}$ , величины изотопической асимметрии и числа нуклонов в сталкивающихся ядрах. Его сравнение с экспериментальными данными при  $E_{\pi} \gtrsim 150$  МэВ позволяет определить значения температуры системы при развале фэйрбола  $T_{b,\text{up}}$  и плотности  $n_{b,\text{up}}$ . В предположении о «внезапном» развале фэйрбола учитывается присутствие среднеполевых потенциалов во вкладе от распадов  $\Delta$ -резонансов с рождением пионов. В результате даже в пренебрежении  $p$ -волновыми  $\pi N \Delta$  эффектами вклад  $\Delta$ -изобар в выход пионов даже при рассматриваемых энергиях налетающих ядер  $\mathcal{E}_{\text{lab}} \lesssim 2$  АГэВ оказывается значительным.

Полученные значения температуры  $T_{b,\text{up}}$  при развале фэйрбола в обеих моделях KVORcut03 и MKVOR\* оказываются практически совпадающими. Предсказываемые значения  $n_{b,\text{up}}$  для всех  $\mathcal{E}_{\text{lab}} \lesssim 2$  АГэВ в модели MKVOR\* оказываются большими, чем в модели KVORcut03, но в обеих моделях получающиеся значения  $n_{b,\text{up}}$  не противоречат значениям, полученным в гидродинамических расчётах.

Полученные в рассмотренных моделях отношения выходов отрицательных пионов к заряженным барионам и отношения выходов  $\pi^-/\pi^+$

также удовлетворительно описывают экспериментальные данные. Отдельно проанализировано влияние кулоновского взаимодействия на указанные величины.

В разделе 3 производится описание фазового перехода ядерная жидкость-газ, возникающего при плотностях  $n \lesssim n_0$  и температурах  $T \lesssim 20$  МэВ, для случая произвольной изотопической асимметрии в рамках построенных в работе моделей KVORcut03 и MKVOR\*. Определены границы областей смешанной фазы и спинопальной неустойчивости в плоскости концентраций протонов и нейтронов (см. рис. 6). В ИСМ построенные модели описывают экспериментальные данные о плотности и давлении в критической точке этого фазового перехода. Значение критической температуры в модели KVORcut03,  $T_c \simeq 17.4$  МэВ, оказывается ближе к экспериментальному ограничению  $T_c = (17.9 \pm 0.4)$  МэВ, чем в большинстве используемых в литературе РМСП.

В модели MKVOR\*  $T_c \simeq 16.1$  МэВ оказывается несколько ниже экспериментального значения.

В асимметричном веществе с учётом различной плотности заряда в фазах жидкости и газа рассмотрено влияние электрического поля и поверхностного натяжения на свойства смешанной фазы. Показана принципиальная возможность возникновения фазы пасты, проявляющейся в виде пространственной вариации плотности заряда относительно её среднего значения. Хотя эффекты, связанные с образованием фазы пасты, очевидно, могут быть разрушены из-за расширения системы, было бы интересно в дальнейшем изучить возможность их экспериментального проявления.

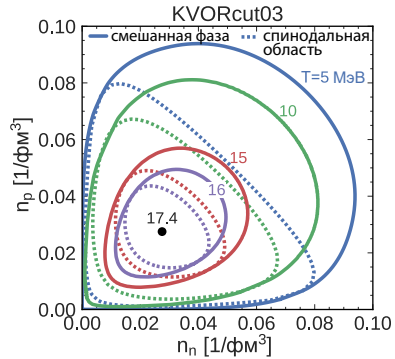


Рисунок 6 – границы областей смешанной фазы и спинопальной области в плоскости концентраций нейтронов и протонов для различных значений температуры  $T$  [МэВ] на примере модели KVORcut03

В главе 5 построенные в главе 2 УС MKVOR\* и MKVOR\*N $\phi$  применяются для численной симуляции охлаждения НЗ в рамках парадигмы [17] «охлаждения ядерной среды». В этом подходе одновременное описание различных скоростей охлаждения наблюдаемых НЗ достигается при помощи учёта модификации нуклон-нуклонного взаимодействия и щелей нуклонного спаривания в среде при вычислении светимостей основных процессов испускания нейтрино в веществе НЗ. Наличие  $\Lambda$  и  $\Xi^-$  гиперонов в НЗ, предсказываемое моделью MKVOR\*N $\phi$ , приводит к



возникновению дополнительных Урка-процессов с их участием, увеличивающих нейтринную светимость НЗ. В этой главе показывается, что учёт указанных процессов в рамках используемого подхода не приводит к нарушению удовлетворительного описания кривых охлаждения НЗ.

В разделе 1 приводится формулировка парадигмы охлаждения ядерной среды, используемой в численных расчётах охлаждения НЗ. Главной особенностью этого подхода является вычисление вклада всех процессов рождения нейтрино в НЗ с учётом смягчения пионной моды вследствие сильной поляризации нуклонной среды и перенормировки вершин как сильного, так и слабого взаимодействия за счёт нуклонных корреляций [8]. Например, основной вклад в амплитуду модифицированных Урка-процессов типа  $n + n \rightarrow n + p + e^- + \bar{\nu}$  с учётом влияния среды дают диаграммы, изображённые на рисунке 7 [17], где пропагаторы пионов и вершины

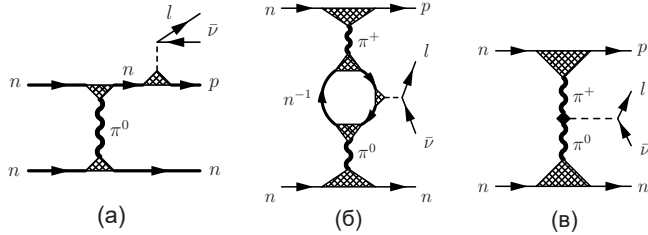


Рисунок 7 – диаграммы, дающие вклад в амплитуду модифицированного Урка-процесса с учётом эффектов среды

взаимодействия учитывают эффекты среды. Диаграмма (а) обобщает диаграмму, учитываемую при описании модифицированного Урка-процесса в так называемой «парадигме минимального охлаждения» [18], в которой предполагается достаточным использование вакуумных значений вершин взаимодействия и свободного пропагатора пиона. При этом в сценарии [18] процессы (б) и (в) отсутствуют, хотя оценки показывают, см. [8], что их вклад в светимость при  $n > n_0$  оказывается большим, чем у диаграммы (а). В результате в сценарии [8; 17] светимость модифицированных Урка-процессов при учёте эффектов поляризации среды при  $n > n_0$ , соответствующих более массивным звёздам, оказывается выше, чем в сценарии минимального охлаждения, что позволяет описать имеющиеся данные, не предполагая наличие нуклонного прямого Урка-процесса в веществе большинства наблюдаемых объектов с массами, меньшими  $1.5 M_{\odot}$ . Кроме того, при температуре, меньшей критической для нуклонной сверхтекучести, описание всех процессов рождения нейтрино проводится с учётом эффектов спаривания нуклонов.

Интенсивность прямых Урка-процессов на гиперонах по сравнению в нуклонными подавлена фактором  $\simeq 0.01 - 0.04$  вследствие меньших констант связи для слабых распадов гиперонов. Особенно важным оказывается учесть спаривание протонов и  $\Lambda$ -гиперонов. Существует большая неопределённость относительно зависимости щелей спаривания в этих каналах от плотности, поэтому в данной работе рассматривается несколько имеющихся в литературе комбинаций указанных величин.

В разделе 2 обсуждаются результаты численного моделирования охлаждения НЗ для рассматриваемых моделей. Как видно из рис. 7, все охлаждающиеся НЗ можно условно разделить на 3 группы: медленно охлаждающиеся объекты, объекты, испытывающие промежуточное охлаждение, и быстро охлаждающиеся объекты.

Медленно охлаждающиеся объекты, оказываются НЗ с достаточно малыми массами, не содержащими гиперонов. При увеличении массы НЗ первым возникает прямой Урка-процесс на  $\Lambda$ -гиперонах. Результирующие кривые охлаждения демонстрируют сильную зависимость от выбора модели щелей спаривания  $p$  и  $\Lambda$ . Однако, при любом наборе щелей *удается описать имеющиеся данные* об объектах, испытывающих промежуточное и быстрое охлаждение [31]. Для определённых комбинаций щелей спаривания промежуточное и быстрое охлаждение происходит за счёт прямого Урка-процесса на  $\Lambda$ -гиперонах в НЗ с массами, превышающими пороговую массу для  $\Lambda$ -гиперонного прямого Урка-процесса  $M_{\Lambda}^{(DU)} = 1.429 M_{\odot}$  (см. рисунок 8). Таким образом, несмотря на существенный вклад гиперонных процессов в интенсивность нейтринного охлаждения НЗ, использование построенной модели MKVOR\*H $\phi$  *позволяет описать имеющиеся данные об охлаждении НЗ*.

**В Заключение** диссертационной работы даются выводы и обсуждаются основные полученные результаты. В диссертации решена актуальная задача о построении на основе релятивистских моделей среднего поля с эффективными константами связи и массами адронов, зависящими от скалярного поля, феноменологического уравнения состояния плотного холодного и нагретого сильно взаимодействующего адронного вещества в

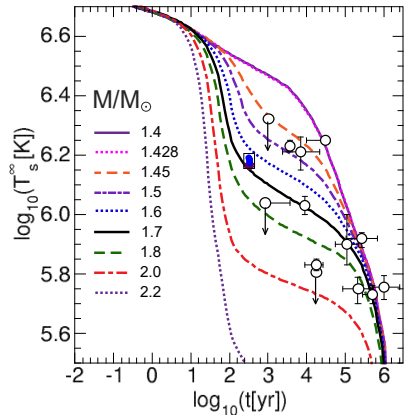


Рисунок 8 – температура поверхности НЗ как функция её возраста в модели MKVOR\*H $\phi$  для различных значений массы НЗ. Точками обозначены имеющиеся наблюдаемые значения.

широком интервале изменения барионной плотности, изотопического состава и температуры. Получены следующие основные результаты:

- Разработан новый метод  $\sigma$ -cut для подавления роста скалярного поля с увеличением плотности, что позволяет увеличить жёсткость УС в произвольных релятивистских моделях среднего поля.
- Показано, что в релятивистских моделях среднего поля с эффективными массами и константами связи адронов, зависящими от среднего скалярного поля, удаётся одновременно удовлетворить условию существования нейтронных звезд с массой  $M > 2 M_{\odot}$ , ограничению на наличие в них прямого Урка–процесса и ограничению на потоки частиц в столкновениях ядер. Ограничению  $M > 2 M_{\odot}$  удалось удовлетворить при учёте уменьшения массы  $\phi$ -мезона в среде и при использовании реалистических значений оптического потенциала гиперонов и  $\Delta$ -изобар.
- Обнаружены возможности фазовых переходов 1 рода: с появлением  $\Delta$ -изобар для реалистических значений их потенциала в изотопически симметричной материи, а в веществе нейтронных звёзд с образованием конденсата  $\rho$ -мезонов. При учёте образования структурированной смешанной фазы пасты рассчитан фазовый переход 1 рода в фазу деконфайнмента с образованием третьего семейства компактных звёзд.
- Показано, что появление гиперонов в нейтронных звездах не противоречит данным об их охлаждении в сценарии «охлаждения ядерной среды».
- В рамках построенных моделей проведено описание свойств фазового перехода ядерная жидкость–газ с учетом возможности образования фазы пасты, а также рассчитаны характеристики выходов пионов в столкновениях тяжёлых ионов при энергиях до 2A ГэВ.

Таким образом, в диссертации выполнены все поставленные задачи. Наиболее интересными направлениями развития полученных результатов является дальнейшее обобщение построенных уравнений состояния вещества при больших температурах для применения в численных симуляциях взрывов сверхновых, слияний двойных нейтронных звёзд и соударений тяжёлых ионов. Помимо этого, представляет интерес получение микроскопического описания влияния среды на эффективные константы связи и массы адронов и изучения их связи с результатами других эффективных подходов.

В **Приложениях** приведены некоторые технические детали вычислений.

## Список использованной литературы

1. *Klähn T.* [et al.]. Constraints on the High-Density Nuclear Equation of State from the Phenomenology of Compact Stars and Heavy-Ion Collisions // *Physical Review C*. — 2006. — Vol. 74, no. 3. — P. 035802.
2. *Cromartie H. T.* [et al.]. Relativistic Shapiro Delay Measurements of an Extremely Massive Millisecond Pulsar // *Nature Astronomy*. — 2019. — P. 1–5.
3. *Antoniadis J.* [et al.]. A Massive Pulsar in a Compact Relativistic Binary // *Science*. — 2013. — Vol. 340, no. 6131. — P. 1233232.
4. *Danielewicz P.* Determination of the Equation of State of Dense Matter // *Science*. — 2002. — Vol. 298, no. 5598. — P. 1592–1596.
5. *Bombaci I.* The Hyperon Puzzle in Neutron Stars // *Proceedings of the 12th International Conference on Hypernuclear and Strange Particle Physics (HYP2015)*. — 2017. — Vol. 17. — P. 101002. — (JPS Conference Proceedings).
6. *Drago A.* [et al.]. Early Appearance of  $\Delta$  Isobars in Neutron Stars // *Physical Review C*. — 2014. — Vol. 90, no. 6. — P. 065809.
7. *Kaplan D. B., Nelson A. E.* Strange Goings on in Dense Nucleonic Matter // *Physics Letters B*. — 1986. — Vol. 175, no. 1. — P. 57–63.
8. *Migdal A.* [et al.]. Pion Degrees of Freedom in Nuclear Matter // *Physics Reports*. — 1990. — Vol. 192, no. 4–6. — P. 179–437.
9. *Voskresensky D. N.* On the Possibility of the Condensation of the Charged Rho-Meson Field in Dense Isospin Asymmetric Baryon Matter // *Physics Letters B*. — 1997. — Vol. 392, no. 3/4. — P. 262–266.
10. *Kaltenborn M. A. R., Bastian N.-U. F., Blaschke D. B.* Quark-Nuclear Hybrid Star Equation of State with Excluded Volume Effects // *Physical Review D*. — 2017. — Vol. 96, no. 5. — P. 056024.
11. *Metag V.* Medium Modifications of Mesons in Elementary Reactions and Heavy-Ion Collisions // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. — 2008. — Vol. 61, no. 1. — P. 245–252.
12. *Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N.* Relativistic Mean-Field Models with Effective Hadron Masses and Coupling Constants, and  $\rho^-$  Condensation // *Nuclear Physics A*. — 2005. — Vol. 759, no. 3/4. — P. 373–413.
13. *Khvorostukhin A. S., Toneev V. D., Voskresensky D. N.* Equation of State for Hot and Dense Matter:  $\sigma - \omega - \rho$  Model with Scaled Hadron Masses and Couplings // *Nuclear Physics A*. — 2007. — Vol. 791, no. 1/2. — P. 180–221.

14. *Serot B., Walecka J.* The Relativistic Nuclear Many-Body Problem. Vol. 139 / ed. by P. J. Brussaard, J. H. Koch. — Boston, MA : Springer US, 1986.
15. *Walecka J. D.* A Theory of Highly Condensed Matter // *Annals of Physics.* — 1974. — Vol. 83, no. 2. — P. 491–529.
16. *Reisdorf W.* Systematics of Pion Emission in Heavy Ion Collisions in the 1A GeV Regime // *Nuclear Physics A.* — 2007. — Vol. 781, no. 3/4. — P. 459–508.
17. *Blaschke D., Grigorian H., Voskresensky D. N.* Cooling of Neutron Stars. Hadronic Model // *Astronomy & Astrophysics.* — 2004. — Vol. 424, no. 3. — P. 979–992.
18. *Page D.* [et al.]. Minimal Cooling of Neutron Stars: A New Paradigm // *The Astrophysical Journal Supplement Series.* — 2004. — Vol. 155, no. 2. — P. 623–650.

### Публикации автора по теме диссертации

19. *Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N.* Making a Soft Relativistic Mean-Field Equation of State Stiffer at High Density // *Physical Review C.* — 2015. — Vol. 92, no. 5. — 052801(R).
20. *Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N.* Solution of the Hyperon Puzzle within a Relativistic Mean-Field Model // *Physics Letters B.* — 2015. — Vol. 748. — P. 369–375.
21. *Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N.* Relativistic Mean-Field Models with Scaled Hadron Masses and Couplings: Hyperons and Maximum Neutron Star Mass // *Nuclear Physics A.* — 2016. — Vol. 950. — P. 64–109.
22. *Kolomeitsev E. E., Maslov K. A., Voskresensky D. N.* Hyperon Puzzle and the RMF Model with Scaled Hadron Masses and Coupling Constants // *Journal of Physics: Conference Series.* Vol. 668. — 2016. — P. 012064.
23. *Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N.* The Effect of Inclusion of  $\Delta$  Resonances in Relativistic Mean-Field Model with Scaled Hadron Masses and Coupling Constants // *Journal of Physics: Conference Series.* Vol. 798. — 2017. — P. 012070.
24. *Kolomeitsev E., Maslov K., Voskresensky D.* Delta Isobars in Relativistic Mean-Field Models with  $\sigma$ -Scaled Hadron Masses and Couplings // *Nuclear Physics A.* — 2017. — Vol. 961. — P. 106–141.
25. *Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N.*  $\Delta$  Resonances and Charged  $\rho$  Mesons in Neutron Stars // *Journal of Physics: Conference Series.* Vol. 932. — 2017. — P. 012040.

26. *Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N.* Hyperons,  $\Delta$  Resonances and Condensate of Charged  $\rho$  Mesons within Relativistic Mean-Field Models with Scaled Hadron Masses and Couplings // Journal of Physics: Conference Series. Vol. 941. — 2017. — P. 012053.
27. *Ayriyan A.* [et al.]. Robustness of Third Family Solutions for Hybrid Stars against Mixed Phase Effects // Physical Review C. — 2018. — Vol. 97, no. 4. — P. 045802.
28. *Maslov K. A., Kolomeitsev E. E., Voskresensky D. N.* Charged  $\rho$  Meson Condensate in Neutron Stars within RMF Models // Universe. — 2018. — Vol. 4, no. 2. — P. 1.
29. *Kolomeitsev E., Maslov K., Voskresensky D.* Charged  $\rho$ -Meson Condensation in Neutron Stars // Nuclear Physics A. — 2018. — Vol. 970. — P. 291–315.
30. *Grigorian H.* [et al.]. On Cooling of Neutron Stars with a Stiff Equation of State Including Hyperons // Universe. — 2018. — Vol. 4, no. 2. — P. 29.
31. *Grigorian H., Voskresensky D. N., Maslov K. A.* Cooling of Neutron Stars in “Nuclear Medium Cooling Scenario” with Stiff Equation of State Including Hyperons // Nuclear Physics A. — 2018. — Vol. 980. — P. 105–130.
32. *Maslov K. A., Voskresensky D. N.* RMF Models with  $\sigma$ -Scaled Hadron Masses and Couplings for the Description of Heavy-Ion Collisions below 2 A GeV // The European Physical Journal A. — 2019. — Vol. 55, no. 6. — P. 100.
33. *Maslov K.* [et al.]. Hybrid Equation of State with Pasta Phases, and Third Family of Compact Stars // Physical Review C. — 2019. — Vol. 100, no. 2. — P. 025802.

*Маслов Константин Андреевич*

Уравнение состояния адронного вещества в релятивистских моделях среднего поля с константами связи и массами адронов, зависящими от скалярного поля

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать \_\_\_\_\_.\_\_\_\_\_.\_\_\_\_\_. Заказ № \_\_\_\_\_

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж \_\_\_\_\_ экз.

Типография \_\_\_\_\_

