са 5, с помощью которого в модуляторе 6 вырабатывается радиоимпульс с прямоугольной огибающей, поступающий через усилитель 7 на излучатель 8. С приемного преобразователя 9 через входной **усили**тель 10 принятый сигнал поступает на усилитель-ограничитель приемного блока 11. Схема формирования измерительного импульса фазы 13 формирует прямоугольный импульс, длительность которого равна временному интервалу между передними фронтами опорного меандра, поступающего с усилителя-ограничителя 2, и меандра принятого ситнала, поступающего с усилителя-ограничителя 11. Формирование измерительного импульса происходит непосредственно после поступления импульса с генератора задержки 12. Задержка подбирается таким образом, чтобы выделить для измерений принятого сигнала фрагмент в центральной части рассеянного акустического импульса. Через измеритель длительности импульсов 14 и стробоскопический вольтметр 15 информация о фазе и амплитуде сигнала поступает для дальнейшей обработки на ЭВМ.

Результаты моделирования обратных задач рассеяния по предложенной методике изложены в работах [1, 2].

В заключение авторы выражают благодарность В. А. Бурову за большую помощь, постоянное внимание к работе и детальное обсуждение ее результатов.

### ЛИТЕРАТУРА

[1] Глазков А. В., Рычагов М. Н., Тагунов Е. Я., Тимофеев С. Т. Препринт физ. ф-та МГУ. 1988, № 39. [2] Тагунов Е. Я., Рычагов М. Н., Глазков А. В. I Всесоюз. науч.-техн. конф. «Методы диагностики двухфазных и реагирующих потоков», Алушта 17—20 мая 1988: Тез. докл. Харьков, 1988. С. 273.

Поступила в редакцию 16.05.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 2

### АСТРОНОМИЯ

УДК 523.84

#### ШЕСТИКВАРКИ В НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗДАХ

Ю. В. Кузьмин

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Рассматривается поведение ядерной материи с учетом недавно открытых шестикварков. Результаты применяются для вычисления параметров нейтронных звезд. Показано, что максимальные массы и радиусы нейтронных звезд уменьшаются; могут существовать сверхплотные объекты очень малых масс; предложен новый механизм, объясняющий взрывы сверхновых первого типа. Показано, что в процессе коллапса звезды есть стадия неустойчивости, приводящая к взрывному выделению энергии.

В последние годы появились указания на существование узких дибарионных резонансов — шестикварков [1]. Интересно рассмотреть, как их учет изменит наши представления о свойствах нейтронных звезд, их массах и радиусах и процессах коллапса.

Вначале исследуем свойства нейтронно-шестикваркового газа. Это трудная задача, так как уравнения состояния даже для чисто нейтрон-

З ВМУ, № 2, физика, астрономия

ной материи установлены недостаточно достоверно. Мы будем считать, что нейтроны взаимодействуют друг с другом при помощи потенциала Рейда [2] при концентрации частиц 0,06  $\Phi M^{-3} \leq n \leq 7,5 \Phi M^{-3}$  и при помощи потенциала из работы [3], приводящего к такому уравнению состояния для нейтронной материи: при  $n < 0,06 \Phi M^{-3}$ 

$$E = 147,623n^{1,8} - 70,941n - 49,5323n^{0,7} + E_{kin}$$

где  $E_{kin}$  — кинетическая энергия, *п* измеряется в  $\Phi M^{-3}$ , E — в МэВ. Кроме того, предположим, что

$$V_{66}(r) = 4V_{nn}(r), V_{6n}(r) = 2V_{nn}(r),$$

где  $V_{66}$ ,  $V_{nn}$ ,  $V_{6n}$  — потенциалы взаимодействия двух шестикварков, двух нейтронов и нейтрона и шестикварка соответственно (обоснование можно найти в работе [4]), а корреляционная функция двух нейтронов в чисто нейтронном газе равна корреляционной функции нейтрона и шестикварка при той же концентрации нейтронов. В этом случае энергия на единицу барионного заряда (в дальнейшем будем условно писать «на одну частицу») равна при нулевой температуре

$$E(n_n, n_6) = 2E_p(n_6) + E_p(n_n) + \frac{2n_6}{n} \Delta mc^2 + \frac{3}{10} \frac{\hbar^2}{m_n} \cdot (3\pi^2)^{2/3} \cdot \frac{n_n^{3/3}}{n},$$

где  $n_n$  — концентрация нейтронов;  $n_6$  — концентрация шестикварков;  $n=n_n+2n_6$  — концентрация барионного заряда;  $E_p(n)$  — потенциальная энергия чисто нейтронного газа с концентрацией частиц n;  $m_n$  —





= 10

Рис. 1. Зависимость концентрации нейтронов n<sub>n</sub> (сплошная линия) и шестикварков n<sub>6</sub> (пунктир) от концентрации барионного заряда n в холодной ядерной материи



масса нейтрона;  $\Delta m = m_6/2 - m_n$ ;  $m_6$  — масса шестикварка. Несложно выписать выражение для энергии и при ненулевой температуре, но нас это не интересует, так как нейтронные звезды можно считать холодными: их температура много меньше характерного масштаба энергий.

Равновесное термодинамическое состояние системы соответствует минимуму свободной энергии, которая при нулевой температуре совпа-

дает с полной энергией. Поэтому можно вычислить соотношение между  $n_n$  и  $n_6$ , минимизируя  $E(n_n, n_6)$  по  $n_n$  при фиксированном n. График зависимости  $n_n$  и  $n_6$  от n приведен на рис. 1. Видно, что шестикварки начинают образовываться при  $n > n_{\rm cr} = 0,04900$  Фм<sup>-3</sup> для шестикварка с массой 1922 МэВ (такая масса для шестикварка указана в [1]). При больших концентрациях часть вещества (при n, стремящемся к бесконечности, она стремится к 1/3) остается в виде нейтронов, а остальное вещество конденсируется в шестикварки.

Теперь можно рассчитать зависимость давления газа от концентрации *n*. График приведен на рис. 2. Видно, что в отличие от чисто нейтронного газа давление обращается в нуль не только при n=0, но и при  $n=n_0=0,728$  Фм<sup>-3</sup>, в диапазоне концентраций от  $n_1=0,066$  Фм<sup>-3</sup> до  $n_0=0,728$  Фм<sup>-3</sup> нет устойчивого состояния, а при давлении, меньшем  $p_{\rm cr}=0,19$  МэВ/Фм<sup>3</sup>, существуют две фазы: стабильная нейтронно-шести-кварковая и метастабильная нейтронная. Изучим теперь влияние этих особенностей на параметры нейтронных звезд.

# 1. Процессы коллапса

В работе [5] указывается, что ни один численный расчет, моделирующий коллапс звезды, не приводит к взрыву. В нашем же случае после достижения центральной плотности, равной  $n_{\rm cr}$ , происходит почти мгновенный коллапс до величины центральной плотности, большей  $n_0$ . Это может объяснить вспышки сверхновых звезд второго типа. Энергия взрыва увеличивается и за счет внутренней энергии нейтронно-шестикваркового газа, уменьшение которой для нейтронной звезды с массой 0,5 массы Солнца ( $M_{\odot}$ ) составит 2,2 · 10<sup>52</sup> эрг, а уменьшение гравитационной энергии при коллапсе — 7 · 10<sup>52</sup> эрг.

#### 2. Отсутствие коры и радиусы звезд

Плотность вещества на границе чисто нейтронной (без учета шестикварков) звезды обращается в нуль. В нейтронно-шестикварковой звезде же плотностью всюду больше n<sub>0</sub>. Поэтому она не имеет коры с от-



Рис. 3. Зависимость массы нейтронной звезды M (деленной на массу Солнца  $M_{\bigodot}$ ), от радиуса (a) и от концентрации барионного заряда в центре звезды  $n_c$  (б). Обозначения — как на рис. 2

носительно низкой плотностью и раднус ее значительно меньше, чем у нейтронной звезды той же массы. Это иллюстрирует рис. 3, а. Видно, что при уменьшении массы радиус не растет, как в случае нейтронной звезды, а стремится к нулю.

# 3. Массы звезд

Более мягкое уравнение состояния и отсутствие коры приводят к уменьшению максимальной массы нейтронно-шестикварковой звезды по сравнению с чисто нейтронной звездой. Зависимость массы звезды от центральной плотности  $n_c$  приведена на рис. 3, б. Интересный результат наблюдается и в области малых масс. Чисто нейтронные звезды с массой меньше 0,18  $M_{\odot}$  не могут существовать, так как нейтроны в них становятся неустойчивыми по отношению к бета-распаду. Для нейтронно-шестикварковой звезды такого ограничения не существует: плотность во всем ее объеме превышает  $n_0$ , что намного больше плотности, при которой бета-распад становится энергетически выгодным. Это означает, что могут существовать объекты с малой (планетарной) массой и радиусом порядка сотен метров.

# 4. Взрывы сверхновых первого типа

Взрывы сверхновых звезд первого типа интерпретируются как термоядерное горение на поверхности белого карлика. Но существование шестикварков приводит к подобным квазипериодическим взрывам и в двойных системах, одна из компонент которых — нейтронная звезда.

Пусть имеется такая тесная двойная система, и на поверхность нейтронной звезды аккрецируется вещество. Оно будет оседать на поверхности в нейтроппой фазе. Но как только давление на впутренней границе этой оболочки достигнет n<sub>cr</sub>, начнется переход в нейтронношестикварковую фазу. При этом плотность на внутренней границе оболочки увеличится примерно в 15 раз, а радиус уменьшится в 40 раз. В результате выделится гравитационная энергия, равная 1,5 · 1047 эрг для звезды с массой 0,5 M<sub>o</sub> и 0,4 · 10<sup>47</sup> эрг для звезды с массой Солнца. Но уменьшится и внутренняя энергия вещества оболочки, и это уменьшение составит около 26 МэВ на нуклон. Расчеты показывают, что именно внутренняя энергия дает основной вклад в энергетику взрыва: ее величина равна 4,4 $\cdot$ 10<sup>49</sup> эрг для звезды с массой 0,5  $M_{\odot}$  и 2,0 $\cdot$ 10<sup>49</sup> эрг для звезды с массой Солнца. Эти величины согласуются с наблюдаемым выделением энергии при вспышках сверхновых первого типа [6]. Массы схлопывающихся нейтронных оболочек намного меньше масс взрывающихся оболочек белых карликов в стандартной теории сверхновых первого типа и равны 10<sup>-4</sup>—10<sup>-3</sup> M<sub>o</sub>.

Итак, учет существования шестикварков сильно меняет свойства компактных астрофизических объектов:

а) уменьшается их максимальная масса и радиус;

б) оказывается возможным существование сверхплотных объектов очень малой (планетарной) массы;

в) на определенном этапе коллапса звезды возникает неустойчивость, что приводит к взрывообразному выделению энергии; это может объяснить вспышки сверхновых второго типа;

г) существование в определенном интервале давлений двух фаз ядерной материи позволяет объяснить вспышки сверхновых первого типа.

Более подробный анализ проведен в работе [7].

# ЛИТЕРАТУРА

[1] Кондратюк Л. А., Радкевич И. А. и др. Препринт ИТЭФ-87-89. М., 1987. [2] Pandharipande V. R.//Nucl. Phys. 1971. A178. Р. 123. [3] Bucher J.-R. Preprint OAP-238. Pasadena, USA, 1971. [4] Шаненко А. А., Юкалов В. И.// //Тр. 9-го Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1988. С. 445. [5] Шапиро С., Тьюкольски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. М., 1985. Т. 2. С. 540. [6] Шкловский И. С. Сверхновые звезды. М., 1977. [7] Кузьмин Ю. В. Препринт НИИЯФ МГУ № 89—16/93. М., 1989.

Поступила в редакцию 15.03.89

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1990. Т. 31, № 2

# ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

#### УДК 577.37

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РЕКОМБИНАЦИОННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ФОТОСИНТЕЗИРУЮЩИХ ОРГАНИЗМОВ С ПОМОЩЬЮ КИНЕТИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

#### В. М. Торгашин, А. К. Кукушкин

#### (кафедра биофизики)

Рассмотрена теоретическая модель начальных стадий первичных процессов фотосинтеза. Использована система Master Equation из трех уравнений. Полученное с помощью преобразования Лапласа решение описывает кинетику рекомбинационной флуоресценции в виде суммы затухающих экспонент. Получена связь параметров флуоресценции с константами скоростей переходов между состояниями системы.

Флуоресценцию фотосинтезирующих организмов [1] в интервале времени 1 ÷ 10 нс объясняют, как правило, обратимостью первичных процессов в цепи электронного транспорта, процессами рекомбинации зарядов с последующим высвечиванием возбуждения [2]. Однако вопрос о связи наблюдаемых параметров флуоресценции (амплитуд и времени затухания) с константами скорости переходов между состояниями внутри системы остается открытым. В настоящей работе эта связь анализируется на основе описания начальных процессов фотосинтеза с помощью кинетического уравнения Паули [3].

Рассмотрим схему первичных процессов, происходящих в реакционном центре (РЦ) фотосинтезирующих бактерий или фотосистемы II (ФС II) растений после захвата им из светособирающей антенны экситонного возбуждения [4, 5] (рис. 1). Пренебрегая обратной реакцией



Рис. 1. Схема первичных процессов в РЦ фотосинтезирующих бактерий: P — первичный донор;  $P^F$  — система с разделенными зарядами в виде радикальной пары;  $Q_A$  и  $Q_B$  — последовательные хиноновые акцепторы

на стадии переноса заряда с  $Q_A$  на  $Q_B$  и учитывая малость константы флуоресценции по сравнению со скоростью первичных переходов в цепи РЦ (их отношение равно ~  $10^{-3}$ ), поставим в соответствие данным процессам кинетическую схему на рис. 2. Запишем кинетическое уравнение для даной схемы:

$$d\mathbf{Y}(t)/dt = \widehat{G}\mathbf{Y}(t). \tag{1}$$

69