

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

523.84

ПУЛЬСАРЫ И КОМПАКТНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ИСТОЧНИКИ — КОСМИЧЕСКИЕ ЛАБОРАТОРИИ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД И АДРОННОГО ВЕЩЕСТВА *)*Д. Пайнс*

Обсуждаются свойства нейтронных звезд — их максимальные массы, отношения масса-радиус, размеры и динамика коры в зависимости от характера адрон-адронного взаимодействия и с учетом вероятной сверхтекучести адронов. Рассматриваются возможности использования наблюдательных данных о пульсарах, компактных рентгеновских источниках и особенно пульсирующих рентгеновских источниках для анализа различных свойств нейтронных звезд. Сделан вывод, что в течение следующего десятилетия наблюдения способны принести определенную информацию как о существовании сверхтекучести адронов, так и о жизнеспособности некоторых современных моделей нейтрон-нейтронного взаимодействия внутри нейтронных звезд.

ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Около семи лет назад Рудерман, Шахам и автор проанализировали возможности получения информации о строении нейтронных звезд из астрономических наблюдений¹. В то время внимание было сосредоточено на выяснении природы «сбоев» периодов (glitches), наблюдаемых для пульсаров в Веле (Паруса) и Крабе, а также на поведении пульсаров после этих сбоев. Соответствующие данные свидетельствуют о наличии сверхтекучести адронов в жидкой внутренней области нейтронных звезд². В течение последних семи лет значительно возросли возможности определения свойств нейтронной звезды с помощью наблюдений. Открытые за этот период времени пульсирующие рентгеновские звезды были идентифицированы с аккрецирующими вращающимися магнитными нейтронными звездами в тесных двойных системах³. Рентгеновские наблюдения доплеровского сдвига периода этих звезд вместе с оптическими наблюдениями звезд-компаньонов дали информацию о массе нейтронных звезд⁴. Исследования спектра могут принести данные о напряженности магнитного поля вблизи звездной поверхности⁵, а вековые изменения периода дают сведения о магнитном моменте, массе и радиусе нейтронной звезды. Кроме того, ценную информацию, касающуюся структуры нейтронной звезды, можно получить из исследования нерегулярных быстрых изменений периодов, наблюдаемых у всех пульсирующих рентгеновских звезд, для которых вариации периода были изучены достаточно детально⁷.

Далее, по характеристикам всплеска многих рентгеновских «барстеров» (вспыхивающих рентгеновских источников) можно с большой степенью определенности полагать, что эти всплески вызваны термоядерными реакциями в веществе, свежее-аккрецированном на поверхность нейтрон-

*) Pines D. Pulsars and Compact X-ray Sources; Cosmic Laboratories for the Study of Neutron Stars and Hadron Matter.— Обзорная лекция, прочитанная на Международном коллоквиуме по физике плотного вещества (Париж, 17—22 сентября 1977 г.) — Перевод Н. И. Гинзбург.

Д. Пайнс — профессор физики Иллинойского университета, США.

© D. Pines 1979.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1980.

ной звезды⁸. Вместе с тем, минимальный радиус нейтронной звезды можно определить по форме рентгеновского спектра на «хвосте» этих всплесков⁹. Наблюдения, дающие возможность оценить верхние пределы температуры поверхности нейтронных звезд известного возраста, начинают поставлять информацию о состоянии вещества и о физических процессах внутри звезды, ответственных за охлаждение звезд сразу после их образования¹⁰. Кроме того, нужно отметить, что у пульсаров в Крабе и Веле наблюдали дополнительные сбоя¹¹, а у третьего, сравнительно медленного пульсара (PSR 1641—45) был обнаружен «гигантский» сбой¹² лишь на порядок величины меньше четырех «сверхгигантских» сбоев, наблюдаемых у пульсара в Веле¹¹.

В области плотностей $10^{14} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3} \leq \rho \leq 10^{15} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ максимальная масса, отношение масса-радиус, толщина коры и динамические свойства нейтронной звезды чувствительны к адронному взаимодействию и к сверхтекучести адронов. Таким образом, в той степени, в которой эти свойства можно определить из наблюдений, пульсары и компактные рентгеновские источники следует рассматривать, как космические лаборатории для изучения адронного вещества, находящегося в условиях, недостижимых в земной лаборатории. Ниже мы кратко коснемся ряда теоретических возможностей объяснения важных свойств нейтронных звезд, а затем подведем итоги результатам, поступающим в настоящее время из «космических лабораторий».

МАКСИМАЛЬНАЯ МАССА НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ И ЕЕ ВНУТРЕННЯЯ СТРУКТУРА

Многочисленные тщательные теоретические исследования показали, что нейтронные звезды с массой около $1,4 M_{\odot}$ имеют радиус порядка 10—16 км и внешнюю кору толщиной 1—5 км, которая содержит все более обогащенные нейтронами ядра, образующие периодическую решетку, свободные электроны и свободные нейтроны. Под корой находится жидкая сердцевина, плотность которой у поверхности несколько меньше плотности ядерного вещества $\rho_0 = 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ и которая состоит в основном из сверхтекучей нейтронной жидкости. Свойства нейтронного звездного вещества в коре сравнительно хорошо поняты¹³; ключевое недостающее звено в определении максимальной массы и внутренней структуры нейтронных звезд — получение надежного уравнения состояния для жидкой нейтронной фазы. Эти вычисления трудны, частично в силу того, что основное взаимодействие между нейтронами не полностью известно, а частично в связи с тем, что для данной модели взаимодействия вычисление энергии основного состояния в системе с плотностями, равными ядерным и выше, является весьма нетривиальной задачей проблемы многих тел¹⁴.

В работе¹⁵ было показано, что для нейтронного взаимодействия можно построить различные модели, согласующиеся с «земными» ограничениями (данные о рассеянии свободных нуклонов и экспериментально определенные энергии и равновесная плотность ядерного вещества). Теоретические возможности, касающиеся уравнения состояния, простираются от так называемых «мягких» уравнений состояния (выводимых из моделей, в которых средняя энергия взаимодействия системы при плотностях порядка ядерных отвечает притяжению) до «жестких» уравнений состояния (получаемых для моделей, в которых при плотностях ниже ядерных энергия взаимодействия отвечает отталкиванию). Примерами соответствующих мягких и жестких моделей служат феноменологический потенциал Райда (R) для нейтрон-нейтронного взаимодействия¹⁶ и модель тензорного взаимодействия (ТВ), в которой предположено, что отвечающая притяжению часть

нейтрон-нейтронного взаимодействия обусловлена пионным обменом высшего порядка ¹⁷. На рис. 1 приведены энергии взаимодействия (как функции плотности) и зависимость массы от плотности в центре звезды, вычисленные для этих двух моделей. На рис. 2 изображены поперечные разрезы соответствующих звезд с массами, равными $1,4 M_{\odot}$.

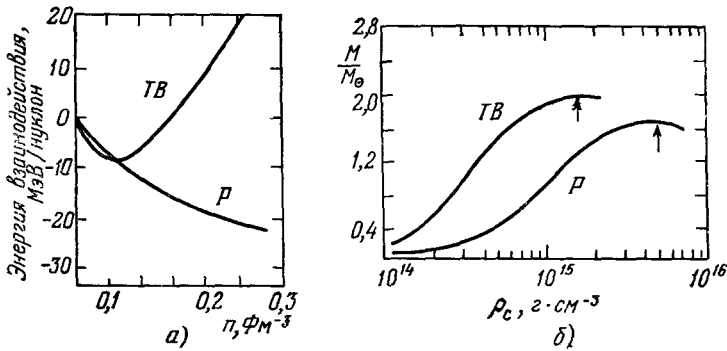


Рис. 1. а) Энергия взаимодействия нейтронного вещества, вычисленная для двух моделей $N - N$ -взаимодействия; б) масса нейтронной звезды, как функция плотности в центре звезды для двух моделей $N - N$ -взаимодействия. Стрелки указывают на максимальные значения массы и плотности в центре звезды.

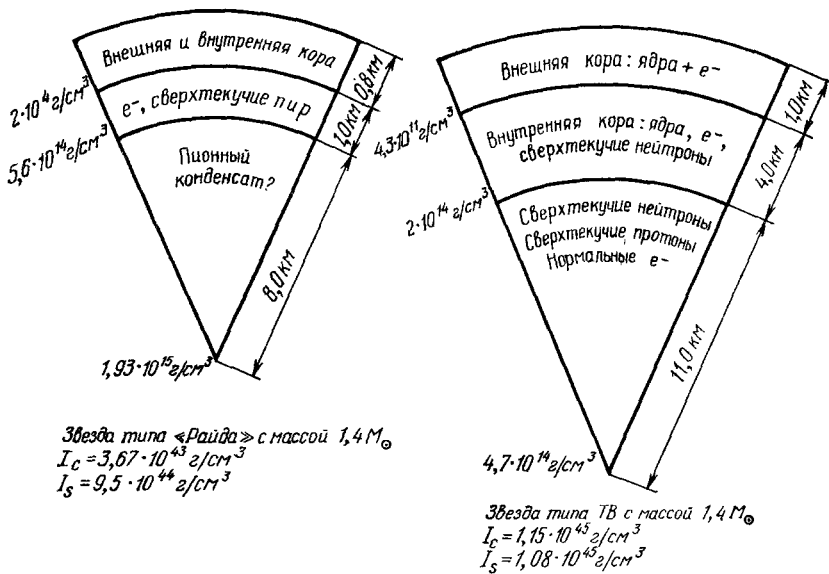


Рис. 2. Поперечное сечение звезд с массой $1,4 M_{\odot}$ для «жесткого» (TB) и «мягкого» (P) уравнений состояний.

Для P-звезд возможно наличие конденсата пионов при $\rho \gtrsim 2\rho_0$; для TB-звезд показаны границы между наружной и внутренней корой и между корой и жидкой сердцевинной звезды.

Как можно видеть из рис. 1, а, для жесткого уравнения состояния энергия взаимодействия начинает отвечать отталкиванию при плотностях несколько меньше плотностей ядерного вещества и, следовательно, «помогает» кинетической энергии нейтронов, противодействующей гравитационным силам притяжения, которые приводят к коллапсу звезды. Из приведенных на рис. 1, б результатов видно, что максимальная масса звезд, вычисленная с жесткими уравнениями состояния, больше макси-

мальных масс звезд, вычисленных с мягкими уравнениями состояния. С другой стороны, жесткие уравнения состояния соответствуют более низким плотностям в центре звезд, большим радиусам звезд и значительно большим объемам коры, чем мягкие уравнения состояния (см. рис. 2). Следовательно, в той мере, в какой масса, радиус и отношение момента инерции твердой наружной части коры I_c к полному моменту инерции I непосредственно определяются из наблюдений, можно прийти к выводам, касающимся таких фундаментальных для физики вопросов, как характер взаимодействия между адронами.

Если уравнение состояния относительно жесткое, плотность в центре звезды с массой порядка $1,4 M_\odot$ меньше удвоенной ядерной плотности, в то время как даже у самых массивных звезд плотность в центре составляет примерно 10^{15} г·см⁻³. Маловероятно, что в сердцевинах этих нейтронных звезд можно найти какие-либо предполагаемые экзотические формы вещества, как кварковое вещество или необычное вещество (abnormal matter)¹⁸. В самом деле, если окажется справедливой модель, в какой-то мере близкая к модели ТВ, то ни конденсация пионов, ни образование твердой нейтронной сердцевины (предполагается, что оба процесса начинаются с плотностей порядка удвоенной ядерной плотности^{18, 19}) не смогут возникнуть в звездах с массой порядка $1,4 M_\odot$. Такие состояния и вообще могут не существовать в природе, если процессы образования нейтронных звезд способствуют их возникновению именно с массами около $1,4 M_\odot$. С другой стороны, если уравнение состояния значительно менее жесткое, чем, скажем, модель ТВ, то может начаться конденсация пионов, способствующая дальнейшему «смягчению» уравнения состояния. Две такие возможности были рассмотрены Беймом и Печекон²⁰, которые получили максимальную массу звезды около $1,5 M_\odot$, чему соответствует плотность в центре звезды около $6 \cdot 10^{15}$ г·см⁻³. Необходимо отметить, что все существующие микроскопические вычисления уравнения состояния нейтронного вещества приводят к звездам с максимальной массой $\leq 2 M_\odot$, что значительно ниже равного $5 M_\odot$ предела, полученного Хартлем²¹ из соображений, связанных с требованиями непрерывности и причинности.

СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ АДРОНОВ

Возможность существования сверхтекучести адронов в ядрах впервые обсудили Бор, Моттельсон и автор²², которые для рассмотрения ядерного вещества и атомных ядер применили тогда еще новую микроскопическую теорию Бардина, Купера и Шриффера²³. В силу того, что фундаментальное взаимодействие между адронами на больших расстояниях отвечает притяжению, образование пар в соответствии с теорией БКШ приводит к появлению в адронном веществе макроскопического конденсата с энергетической щелью (и температурами перехода), могущей достигать нескольких МэВ. Следовательно, при сравнительно низких температурах (\leq несколько кэВ), ожидаемых для всех (кроме только что образовавшихся) нейтронных звезд, можно ожидать наличие условий, способствующих появлению сверхтекучести адронов. Можно ожидать, что внутри нейтронных звезд существует по крайней мере три сверхтекучих адронных жидкости:

1. Во внутренней области коры (соответствующей плотностям $4,3 \cdot 10^{11}$ г·см⁻³ $\leq \rho \leq 2 \cdot 10^{14}$ г·см⁻³), свободные нейтроны, которые сосуществуют здесь с ядрами, обогащенными нейтронами, по всей вероятности, образуют сверхтекучее вещество с парами типа 1S_0 (т. е. с нулевым спином). В силу вращения звезды сверхтекучая нейтронная жидкость будет пространственно неоднородна; скорее всего возникает совокупность из параллельных оси вращения звезды вихревых нитей, каждая из кото-

рых обладает квантованной циркуляцией $\oint v dl = h/2m$, где m — масса нейтрона²⁴. Сердцевины вихревых нитей, где волновая функция конденсата обращается в нуль, могут либо прикрепляться к атомным ядрам в коре (пиннинг), либо проходить между ядрами. Наличие или отсутствие такого пиннинга в какой-либо части коры зависит от того, является ли энергетически выгодным для «нормальной» области сердцевины нити в нейтронной сверхтекучей жидкости совпадать с ионами в кристалле. Там, где длина когерентности нейтронной сверхтекучей жидкости сравнима с размером ядер, возникают благоприятные для пиннинга условия²⁵. Недавние вычисления²⁶ свидетельствуют о том, что пиннинг имеет место почти во всей внутренней части коры.

2. В режиме квантовой жидкости ($\rho > 2 \cdot 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$), когда ядра выпадают на свободные нейтроны и протоны, сверхтекучая нейтронная жидкость, скорее всего, состоит из пар типа ${}^3\text{P}_2$ ²⁷, причем опять образуется система вихрей.

3. Можно ожидать, что протонная составляющая квантовой жидкости становится сверхпроводящей опять же вследствие сильного притягательного адрон-адронного взаимодействия. Протоны вращаются вместе с присутствующими там же электронами (любое их раздельное вращение привело бы к образованию очень сильных магнитных полей, а следовательно, и к затрате большого количества энергии); кроме того, можно ожидать, что протоны и электроны вращаются вместе с ядрами и электронами в коре, поскольку сильное магнитное поле внутри звезды «привязано» к заряженным частицам как в коре, так и внутри звезды²⁸.

Сверхтекучесть адронов приводит к ряду эффектов, которые можно наблюдать для пульсаров и пульсирующих рентгеновских источников. Если и нейтроны и протоны внутри звезды образуют сверхтекучую жидкость, то связь между нормальной внешней корой и сверхтекучей нейтронной жидкостью внутри звезды так слаба, что для возникновения равновесия между этими двумя частями звезды может потребоваться *макроскопическое* время (от дней до лет)². Такое динамическое поведение наблюдало непосредственно за внезапным ускорением вращения для пульсаров в Крабе и в Веле, что свидетельствует в пользу наличия у этих пульсаров сверхтекучести адронов¹. Признаки этой сверхтекучести, может быть, удастся увидеть по наблюдениям изменений частотного спектра в пульсирующих рентгеновских источниках; к этому вопросу мы скоро вернемся.

Идентификация сбоев и шумов со скачками в системе вихревых нитей в «запиннигованной» сверхтекучей нейтронной жидкости должна принести сведения как о механизме пиннинга, так и о наличии нейтронной сверхтекучей жидкости во внутренних частях звездной коры. Другая возможность — непосредственное наблюдение колебаний Ткаченко²⁹, т. е. коллективных колебаний сдвигового типа в вихревой решетке внутри нейтронной сверхтекучей жидкости. Период таких колебаний при длине волны, сравнимой с R , составляет $\sim 2R$ (км) \sqrt{P} (с) месяцев, т. е. колебания Ткаченко с периодом порядка месяцев могут в принципе возбуждаться крутильным моментом, обусловленным аккрецией на пульсирующий рентгеновский источник.

ПУЛЬСИРУЮЩИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ЗВЕЗДЫ

Пульсирующую рентгеновскую звезду можно наблюдать, если в тесной двойной системе на вращающуюся магнитную нейтронную звезду аккрецирует вещество от звезды-компаньона. Вдали от звезды ее магнитное поле не оказывает заметного влияния на поток аккрецирующего

вещества, поскольку оно заэкранировано токами, наводимыми в падающем веществе. Если вещество обладает достаточно большим угловым моментом, оно не может непосредственно падать на звезду. Вместо этого частицы вещества, постепенно приближаясь к звезде, будут стремиться образовать диск, вращаясь по спиральным орбитам кеплеровского типа. Вблизи звезды ее магнитное поле становится достаточно сильным, чтобы заставить аккрецирующее

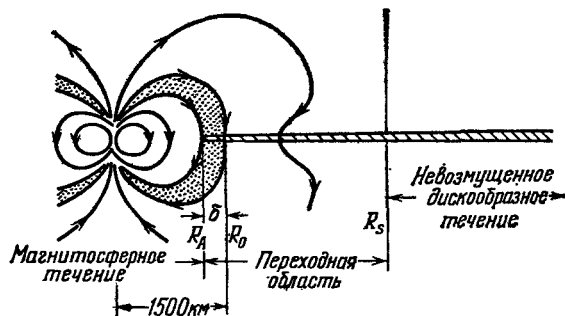


Рис. 3. Схематический вид сбоку в случае дискообразной аккреции на вращающуюся магнитную нейтронную звезду (согласно ⁶).

При $R > R_s$ магнитное поле звезды полностью заэкранировано и магнитосфера не возмущает дискообразное течение. В переходной области между R_s и R_A дискообразное течение превращается в магнитосферное. Во внешней переходной области между R_s и R_0 вязкие напряжения доминируют над магнитными; в пограничном слое δ доминируют магнитные напряжения.

должна быть расположена на расстоянии $R_A \sim 10^8$ см, что значительно превышает радиус нейтронной звезды R . В результате вещество, «захватываемое» вблизи R_A магнитными силовыми линиями, в случае дипольного поля будет сильно канализироваться к магнитным полюсам звезды, где образуются горячие области с площадью $\ll \pi R^2 (R/R_A) \sim 1 \text{ км}^2$. Около этих областей освобождается гравитационная энергия падающего вещества (соударяющиеся с поверхностью звезды протоны обладают энергией порядка 100 МэВ на частицу) ³⁰. Возникающее вблизи поверхности звезды излучение обладает сильно анизотропным угловым распределением, зависящим от деталей процесса аккреции. В случае наклонного ротатора (звезды, у которой ось магнитного диполя не совпадает с осью вращения) имеется естественный механизм, обеспечивающий возникновение пульсирующего излучения с температурой, превосходящей 6 кэВ ^{30,31}. В отличие от пульсаров, такие источники будут в среднем проявлять тенденцию к ускорению вращения в результате закручивающего момента, передаваемого звезде аккрецирующим веществом ^{30,31}.

В табл. 1 приведены параметры, полученные из наблюдений для девяти пульсирующих рентгеновских звезд. Там же для сравнения даны результаты количественных расчетов для дисковой аккреции на вращающуюся магнитную нейтронную звезду. Эти расчеты были проведены Гошем и Лембом ^{6,30}, которые для исследования взаимодействия между магнитным полем звезды и аккрецирующей плазмой на границе магнитосферы прибегли к двумерным уравнениям гидродинамики. Они смогли получить для всех источников, кроме Вела X-1, количественное согласие между теорией и наблюдениями для «стандартной» нейтронной звезды с массой $1,3 M_\odot$, с радиусом и моментом инерции, вычисленными ¹⁵ с помощью «жесткого» (ТВ) уравнения состояния, а также с магнитными моментами,

заставить аккрецирующее вещество вращаться совместно со звездой с ее угловой скоростью Ω . Граница между двумя этими областями расположена вблизи альфеновской поверхности S_A , определяемой как поверхность, внутри которой аккрецирующая плазма вращается совместно со звездой. На рис. 3 изображена качественная картина дисковой аккреции на магнитную нейтронную звезду. При магнитных моментах нейтронной звезды, лежащих, как можно ожидать, в области $10^{29} - 10^{32} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$, и при характерных рентгеновских светимостях порядка $10^{35} - 10^{37} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$, альфеновская поверхность

лежащими в пределах $0,5 \leq \mu_{30} \leq 5$. Это позволяет с уверенностью предполагать, что, несмотря на различные периоды и светимости все эти звезды являются магнитными нейтронными звездами, аккрецирующими вещество с дисков кеплеровского типа. Большое значение магнитного момента, вычисленного для Вела X-1, дает основания предполагать, что в этом

Т а б л и ц а 1

Данные наблюдений и теоретические параметры для девяти пульсирующих рентгеновских источников *)

Источник	P (s)	L_{37}^{**}	T_s лет	μ_{30}^{***}	R, 10^8 см	$(\Omega/\Omega_K (r_0))$
SMC X-1	0,71	50	$(1,3 \pm 0,4) \cdot 10^3$	0,50	0,36	0,11
Her X-1	1,24	1	$(3,3 \pm 0,6) \cdot 10^5$	0,47	1,1	0,35
4U 0115+63	3,6	$\geq 0,9$	$\sim 3,1 \cdot 10^4$	1,4	2,0	0,30
Cen X-3	4,84	5	$(3,6 \pm 0,6) \cdot 10^3$	4,5	2,4	0,29
A 0535+26	104	6	29 ± 8	3,3	1,9	$9,7 \cdot 10^{-3}$
GX 1+4	121	4	50 ± 13	0,93	1,1	$3,4 \cdot 10^{-3}$
Вела X-1	283	0,1	$(1,0 \pm 0,4) \cdot 10^4$	86	40	0,35
GX 301-2	700	0,3	120 ± 60	0,3	1,2	$6,7 \cdot 10^{-4}$
X Per	836	$4 \cdot 10^{-4}$	$(5,9 \pm 1,5) \cdot 10^3$	4,8	38	0,10

*) Согласно ⁶.

**) L_{37} — светимость в эрг·с⁻¹, разделенная на 10^{37} .

***) Для каждого источника в ⁶ был подобран магнитный момент звезды, измеряемый в единицах 10^{30} Гс см³. Это лучшее из возможных согласие между наблюдаемыми значениями T_s и их теоретическими величинами, вычисленными для звезд с массой $1,3 M_{\odot}$. Радиусы и моменты инерции этих звезд взяты из ¹⁵, где были использованы «жесткие» (ТВ) уравнения состояния. Значения магнитных моментов всех источников, за исключением Вела X-1 (который, возможно, является источником, питаемым ветром), не отличаются друг от друга больше, чем на порядок величины.

случае мы имеем дело с «питаемым» ветром источником, для которого наблюдаемое ускорение вращения совместимо со значением μ_{30} , лежащими в указанных пределах ⁶.

Ценную информацию о структуре нейтронных звезд можно также получить из нерегулярных кратковременных (от дня до месяцев) вариаций периода, наблюдавшихся для четырех пульсирующих рентгеновских источников (Her X-1, Cen X-3, Вела X-1 и X Per), изученных довольно детально ³³. В работе ⁷ было предположено, что такие вариации могут быть обусловлены флуктуациями внешнего крутильного момента в коре звезды, связанного с крупно- или мелкомасштабными вариациями потока аккрецирующего вещества или с флуктуациями внутреннего крутильного момента, обусловленного колебаниями жидкой сердцевины или с уменьшением пиннинга вихревых нитей во внутренней части коры звезды (см. ниже). Там же было развито статистическое описание вариаций крутильного момента и показано, что с помощью анализа спектра мощности наблюдаемых вариаций угловой скорости можно не только проверять справедливость статистического описания, но и получать информацию об отношении моментов инерции коры и сверхтекучей нейтронной сердцевины, о характерном времени взаимодействия между корой и сердцевиной и о частотах всех низколежащих коллективных колебаний (мод). В отсутствии внутренних мод с частотами, лежащими в пределах, доступных при анализе спектра мощности флуктуаций угловой скорости коры звезды, можно ожидать появления в спектре мощности «ступеньки» при $\omega \sim 1/\tau$, где τ — характерное время релаксации. При низких частотах ($\omega\tau \ll 1$) звезда реагирует на изменение крутильного момента как жесткое тело

с моментом инерции I . Действительно, как кора, так и сверхтекучие нейтроны, реагируют на любое изменение момента количества движения за время τ , которое мало по сравнению с масштабом времени, за которое происходит изменение крутильного момента. С другой стороны, при высоких частотах ($\omega\tau \gg 1$) кора звезды не успевает следовать за сердцевинной звезды в процессе изменения момента количества движения, а вместо этого будет реагировать на это изменение как жесткое тело с моментом инерции I_c ; в результате уровень флуктуаций снизится в $(I_c/I)^2$ раз.

СВОЙСТВА НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД, ПОЛУЧЕННЫЕ
ИЗ АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

В табл. I—III собраны данные о том, до какой степени возможно выяснить свойства нейтронных звезд, комбинируя теорию с наблюдениями

Таблица II

Свойства нейтронных звезд, чувствительные к уравнению
состояния адронного вещества

Свойство	Наблюдения	Модель взаимодействия		Современные выводы
		R	ТВ	
M_{\max}/M_{\odot}	Рентгеновский доплеровский сдвиг + оптические наблюдения	$1,4 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,2$	$1,4 \leq \frac{M_{\max}}{M_{\odot}} \leq 1,3$
R , км	Обработка спектра барстеров по формулам для излучения черного тела	9,8 *)	16 *)	Минимальный радиус $R_{\min} \sim 9 \pm 2$
$\frac{I_c}{I}$	Отсутствие структуры в шумовом спектре $\Omega(t)$ для Нег X-1	0,04 *)	0,56 *)	$\frac{I_c}{I} \gtrsim \frac{1}{2}$, если 1 день $\leq \tau \leq 10^2$ дней
Сплюсненность ϵ_0 и критическая угловая деформация σ_c/μ или минимальная угловая скорость во время образования коры Ω_0^{\min} **	Звездные качения как источник 35-дневной периодичности для Нег X-1	$\epsilon_0 \approx 0,05$ $\Omega_0^{\min} \approx 4600$ или $\sigma_c/\mu \sim 0,05$	$\epsilon_0 \approx 0,001$ $\Omega_0^{\min} \approx 320$ или $\sigma_c/\mu \sim 10^{-3}$	Природа 35-дневный периодичности еще не установлена
$I_{45} = \frac{I}{10^{45}} \text{ г} \cdot \text{см}^2$	Светимость пульсара в Крабе L_c , ($10^{38} \leq L_c \leq 10^{39}$) эрг.с ⁻¹	0,9 *)	2*)	$0,2 \leq I_{45} \leq 2,2$
Интервал между звездотрясениями, вызванными замедлением вращения пульсара	Последовательные микросбои для короткопериодического пульсара $P(t)$	$\Delta t_{\text{Краб}}^* \sim 10^2$ лет ~ 5 лет	$\Delta t_{\text{Краб}}^* \sim$	$(\Delta t)_{\text{Краб}} \sim 5$ лет **)

*) Свойства, вычисленные для звезды с массой $1,4 M_{\odot}$.

***) Более подробно см. 15.

Т а б л и ц а III

Другие свойства нейтронных звезд

Свойство	Наблюдения	Современные выводы
<i>V</i> поверхности	Особенности спектра для пульсирующей части рентгеновского излучения	$4 \cdot 10^{12} \leq V_{\text{НечХ-1}} \leq 6 \cdot 10^{12}$ Гс
Магнитный момент μ	Ускорение вращения звезд, аккрецирующих вещество с образующих диск кепплеровских орбит	$0,1 \leq \mu_{30} \leq 10^2$ Для звезды типа ТВ с массой $1,3 M_{\odot}$ лучшее согласие с теорией при $\mu_{30} \sim 0,5$
<i>T</i> на поверхности	Светимость пульсаров Верхний предел потока неппульсирующего мягкого рентгеновского излучения от радио пульсаров *)	$0,026 \leq \mu_{30} \leq 4,5$ $T_{\text{Крэб}} \leq 2,5 \cdot 10^6 \text{ K}^{**}$ $T_{\text{Вела}} \leq 1,2 \cdot 10^6 \text{ K}^{***}$

*) Максимальная температура поверхности была получена автором в предположении о чернотельном излучении при $R \sim 15$ км и без учета каких-либо поправок, связанных с общей теорией относительности.
**) Toor, A., Seward F. D.—A strophys. J., 1977, v. 216, p. 560.
***) Результаты получены Р. Харнденом и др. по данным обсерватории «Эйнштейн» (см. 45).

пульсаров и компактных рентгеновских источников. Сделаем в этой связи несколько замечаний.

1. О п р е д е л е н и е м а с с ы

Масса нейтронной звезды из рентгеновских наблюдений лучше всего определена для источника Неч X-1, для которого с помощью анализа оптических пульсаций было получено значение, равное $(1,3 \pm 0,1) M_{\odot}$ ³⁴. В случае других четырех звезд, для которых проводилось определение масс, эти значения с такой степенью точности не известны ($M_{\text{Cen X-3}} = (1,9 \pm 1,2) M_{\odot}$;

$$M_{\text{SMCX-1}} = (1,1 \pm 0,6) M_{\odot}, \quad M_{\text{Вела X-1}} = (1,7 \pm 0,3) M_{\odot};$$

$$M_{4\text{U}1538-52} = (1,9 \pm 1,1) M_{\odot})^4.$$

Дело в том, что определение трудно поддающейся измерению орбитальной скорости проводится лишь с точностью 10%, а это может привести к неопределенности в определении массы нейтронной звезды порядка $1 M_{\odot}$. Быть может, у всех этих нейтронных звезд масса приблизительно одинакова ($\sim 1,4 M_{\odot}$); в этой связи стоит отметить, что, как показали Тейлор и др.³⁵, если пульсар — двойная звезда состоит из двух нейтронных звезд (это еще пока не доказано), то обе они обладают массой, равной $(1,39 \pm 0,15) M_{\odot}$.

2. О п р е д е л е н и е р а д и у с а н е й т р о н н ы х з в е з д по н а б л ю д е н и я м р е н т г е н о в с к и х б а р с т е р о в

Форма рентгеновского спектра «на хвосте» многих наблюдаемых всплесков может в первом приближении отвечать спектру черного тела с понижающейся температурой. Такой результат дает основания предполагать, что наблюдается излучение от остывающей поверхности постоянного раз-

мера³⁶. Ван-Парадж⁹, используя данные спутника SAS-3, проанализировал рентгеновские всплески десяти источников и обнаружил, что их свойства поразительно похожи. Он пришел к выводу, что если максимальная светимость каждого всплеска — «стандартная свеча», то размер остывающей поверхности этих источников приблизительно одинаков. Предположив далее, что максимальная светимость соответствует эддингтоновскому пределу $L_E = 1,25 \cdot 10^{38} (M/M_\odot)$ эрг·с⁻¹ и масса равна $1,4 M_\odot$ (результат, который грубо согласуется с вычислениями⁸ для вспышек, вызываемых горением гелия в поверхностных слоях аккрецирующей нейтронной звезды) и что рентгеновские барстеры располагаются симметрично вокруг центра Галактики на расстоянии ~ 9 кпс, в⁹ был определен радиус излучающей области, равный $8,5 \pm 1,5$ км. По-видимому, для нейтронной звезды с вышеприведенной массой это значение радиуса занижено, поскольку сильные магнитные поля (если они существуют) могут приводить к тому, что излучающая область будет меньше всей поверхности. Кроме того, недавние вычисления Сванка и др.⁹ указывают на то, что влияние рассеяния электронов на излучающую толщу наружных слоев звезды может привести к значению радиуса излучающей области, заниженному почти вдвое.

3. Определение размеров коры по интервалу между последовательными сбоями пульсара в Крабе в предположении, что они связаны с замедлением вращения пульсара

Сведения о строении звезды можно также получить, полагая, что микросбой, наблюдаемые для пульсара в Крабе, связаны со звездотрясениями. Согласно теории звездотрясений^{37,38}, возникающих при замедлении вращения пульсара, упругая энергия в коре растет до тех пор, пока не возникнет критическое значение угловой деформации σ_c/μ , отвечающее звездотрясению. При звездотрясении деформация исчезает, а момент инерции звезды I уменьшается на величину ΔI (отсюда и возникает внезапное ускорение вращения или микросбой). Тогда время до следующего звездотрясения равно просто времени, за которое пульсар в силу замедления вращения вновь приобретает деформацию, исчезнувшую при предыдущем звездотрясении. В результате³⁸

$$t_q(\Delta\epsilon) = T \frac{\omega_q^2}{\Omega^2} \Delta\epsilon, \quad (1)$$

где $\Delta\epsilon = \Delta I/I$, $T (\equiv \Omega/\dot{\Omega})$ — время замедления вращения и

$$\omega_q^2 = \frac{2A^2}{BI}. \quad (2)$$

Последний параметр сильно зависит от звездной массы и от уравнения состояния для адронов, поскольку B — количество упругой энергии звезды (которая сама пропорциональна размеру коры) и A — гравитационная энергия звезды. Предполагая, что масса пульсара в Крабе равна $1,3 M_\odot$, а уравнение состояния типа ТВ, получаем пятигодовой интервал между ускорениями вращения, что находится в согласии с наблюдениями (1969 и 1975 гг.). Если при той же массе $1,3 M_\odot$ использовать уравнение Р, то интервал между ускорениями вращения должен составить 100 лет¹⁵.

4. Качание полюсов звезды

Нейтронные звезды сплюснуты и обладают твердой корой. В связи с этим они могут совершать свободную прецессию, аналогичную чандлеровским качаниям полюсов Земли. Частота качаний Ω_w нейтронной звез-

ды связана как с ее строением, так и с ее эволюцией. Она связана с частотой вращения уравнением³⁹:

$$\Omega_w = \frac{3}{2} \frac{B}{A+B} \varepsilon_0 \Omega, \quad (3)$$

где B и A — те же коэффициенты, что и в (2), а сплюсненность ε_0 определяется угловой скоростью Ω_0 , при которой происходит затвердение звезды, и следующей за этим затвердением сейсмической историей звезд. Для нейтронной звезды с жидкой сердцевинной $B \ll A$, а для нейтронной звезды с твердой сердцевинной $B \sim A$. Если качание оси звезды ответственно за наблюдаемую для источника Her X-1 тридцатипятидневную периодичность⁴⁰, то (как было подчеркнуто в¹⁵) можно использовать вычисленные значения A и B для определения сплюсненности Her X-1, предполагая, что масса его $\sim 1,3 M_\odot$. Отсюда можно уже делать выводы или о критическом значении угловой деформации, или о минимальном значении Ω_0^{\min} угловой скорости звезды при образовании коры. Итак, при наличии у пульсирующих рентгеновских источников качаний с большой амплитудой⁴¹ и при условии, что наблюдаемые долговременные периодические вариации можно идентифицировать с качаниями (для Her X-1 это еще однозначно не установлено), то появится возможность получить ценную информацию о строении и/или эволюции нейтронной звезды.

5. Строение нейтронной звезды и ее динамика на основе анализа наблюдаемых вариаций периода

Используя данные, полученные на «Ухуру» для Her X-1, Бойнтон и Дитер⁴² нашли спектр мощности вариаций угловой скорости. Они смогли установить, что наблюдаемые для этого источника блуждания периода связаны с флуктуациями крутильного момента (это было предположено в⁷) и что эти флуктуации можно в широком интервале частот описать как шум, зависящий от частоты по закону Ω^{-2} . С другой стороны, Бойнтон и Дитер не обнаружили в спектре мощности заметной ступеньки, на основании чего пришли к выводу, что для Her X-1 характерное время для связи коры со сверхтекучей жидкостью либо меньше одного дня (что более вероятно с точки зрения теории), либо больше 100 дней; или же момент инерции сверхтекучей нейтронной жидкости I_s внутри звезды меньше или сравним с моментом инерции коры I_c (одинаково правдоподобная возможность, поскольку для звезды с массой $1,4 M_\odot$ типа ТВ $I_s \sim I_c$).

6. Каково уравнение состояния адронного вещества — мягкое или жесткое?

На основании табл. II автор приходит к выводу, что данные наблюдений, будучи далекими от неопровержимых, говорят в пользу модели нейтронного взаимодействия, для которой вычисляемая энергия взаимодействия начинает отвечать отталкиванию при плотностях ниже ядерных. Для модели ТВ вычисленные свойства нейтронных звезд довольно хорошо ложатся внутри предполагаемой «наблюдательной» области, в то время как свойства звезд, вычисленные с помощью мягкого уравнения состояния для адронов, лежат на или вблизи одного из пределов области, полученной из анализа имеющихся наблюдений. Можно надеяться, что дальнейший анализ существующих данных (такой, как проводится сейчас для наблюдений Вела X-1 с помощью спутника HEAO-1 Бойнтоном, Лэмбом, Прав-

до и Вудом), улучшенное теоретическое исследование этих и других свойств, а также дальнейшие наблюдения дадут возможность в ближайшем будущем решить эту проблему.

7. Измерение магнитных полей нейтронных звезд

Спектр пульсирующего рентгеновского источника может дать сведения о напряженности магнитного поля вблизи поверхности звезды, а измерения вековых изменений периода несет информацию о дипольной компоненте поверхностного магнитного поля. Трюмпер и др.⁵ наблюдали особенность (линию) в жестком рентгеновском спектре источника Her X-1, а Уитон и др.⁴³ — похожую особенность в пульсирующем спектре источника 4U 0115—63. Данные этих наблюдений интерпретируются, как указывающие на существование поверхностных полей около $(4-6) \cdot 10^{12}$ Гс в случае Her X-1 (в зависимости от того, с чем связана эта особенность спектра — с циклотронным излучением или поглощением), и поле порядка $2 \cdot 10^{12}$ Гс для источника 4U 0115-63. Эти значения можно сравнить с полученными в⁶ для объяснения наблюдаемых у этих пульсирующих источников ускоряющих вращение крутильных моментов, равных $\mu_{30} \sim 0,5$ для Her X-1 и $\mu_{30} \sim 1,4$ для 4U 0115-63. Из сопоставления приведенных результатов можно заключить, что эти нейтронные звезды обладают значительными недипольными магнитными полями.

Стоит также отметить, что область магнитных моментов, полученных в [6] из данных по крутильным моментам пульсирующих рентгеновских звезд ($0,1 \lesssim \mu_{30} \lesssim 10^2$), сравнима с магнитными моментами, вычисленными в предположении, что светимость пульсаров определяется выражением $\mu^2 \Omega^4 / c^2$ ⁴⁴. Из вычислений⁴⁴ следует, что магнитные моменты лежат в пределах от $\mu_{30} \sim 0,026$ для пульсара в двойной системе до $\mu_{30} \sim 45$ для пульсара в Крабе.†

8. Температуры поверхности нейтронных звезд

До сих пор стационарное чернотельное (равновесное) излучение от нейтронной звезды наблюдать не удалось, хотя и было предпринято много попыток детектировать такое излучение от пульсара в Крабе. Для ряда других нейтронных звезд с помощью обсерватории «Эйнштейн» (HEAO-2) недавно получили верхний предел для такого излучения (см. табл. II). Как было недавно подчеркнуто в⁴⁵, наше современное теоретическое понимание процессов охлаждения нейтронных звезд^{10, 20} не дает еще возможности вывести из таких наблюдений определенные заключения о состоянии вещества (например, о наличии пионного конденсата) и о физических процессах, протекающих внутри этих звезд.

СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ АДРОНОВ

Наблюдения поведения пульсаров в Крабе и Веле после внезапного ускорения их вращения указывают на сверхтекучесть адронов в нейтронных звездах^{1, 46}. Свойства этих нейтронных звезд после сбоя грубо согласуются с двухкомпонентной моделью Бейма и др.², в которой рассматривается кора с моментом инерции I_c , взаимодействующая со сверхтекучими нейтронами с моментом инерции I_s . Эти величины, а также средняя угловая скорость Ω_s , крутильный момент $N(t)$ и время τ_c , характеризующее взаимодействие между корой и сверхтекучими нейтронами входят в

уравнения

$$I_c \dot{\Omega}_c = N(t) - \frac{I_c(\Omega_c - \Omega_s)}{\tau_c}, \quad (4)$$

$$I_s = \dot{\Omega}_s = \frac{I_c(\Omega_c - \Omega_s)}{\tau_c}. \quad (5)$$

После внезапного первоначального скачка $(\Delta\Omega)_0$ угловой скорости Ω поведение Ω определяется согласно (4) и (5) выражением:

$$\Omega(t) = \Omega_0(t) + (\Delta\Omega)_0 [Qe^{-t/\tau} + (1 - Q)]; \quad (6)$$

здесь $\Omega_0(t)$ — экстраполированная частота в отсутствии сбоя: $Q = I_s/I[1 - (\Delta\Omega)_s/(\Delta\Omega)_0] \approx I_s/I$, $\tau = \tau_c I_s/I$.

Пока у пульсаров наблюдали восемь микросбоев $\Delta\Omega/\Omega_0 \gtrsim 10^9$. Для шести случаев был проведен тщательный анализ поведения пульсара после сбоя, и во всех случаях была доказана возможность согласовать данные с уравнением (6). Соответствующие результаты приведены в табл. IV. Как было отмечено семь лет назад¹, решающее подтверждение простой двухкомпонентной модели — одинаковые значения Q и τ для функций $\Omega(t)$ после всех сбоев у данного пульсара. Как видно из табл. IV, это не

Таблица IV

Наблюдения сбоев и поведения после них для трех пульсаров *)

Дата наблюдения	Пульсар	Литература **)	$(\Delta\Omega/\Omega)_0$	Q	τ
3.69 г.	Вела	1	$\sim 2,3 \cdot 10^{-6}$	-0,15	~ 450 дней
8.71 г.	Вела	2	$\sim 2 \cdot 10^{-6}$?	?
10.75 г.	Вела	3	$\sim 2 \cdot 10^{-6}$	-0,22	~ 450 дней
7.78 г.	Вела	4	$\sim 3 \cdot 10^{-6}$?	?
9.69 г.	Краб	5	$\sim 10^{-8}$	-0,93	$\sim 4,1$ дня
10.72 г.	Краб	6	$2 \cdot 10^{-9}$	-0,96	15 дней
2.75 г.	Краб	6	$3,7 \cdot 10^{-8}$	-0,96	15 дней
9.77 г.	1641-45	7	$1,9 \cdot 10^{-7}$?	85 лет

*) Величина $(\Delta\Omega/\Omega)_0$ — относительный скачок частоты во время сбоя, Q и τ — два параметра, входящих в уравнение (6).

**) Литература:

1. Radhakrishnan V., Manchester R. N.—Nature 1969, v. 222, p. 228.
2. Reichley P. E., Downs G. S.—Ibid., p. 229.
3. Manchester R. N., Hamilton P. A., Goss W. M.—Nature, 1976, v. 259, p. 291.
4. Downs G. W.—IAU Tel. Circ. 3274 (1978).
5. Boynton P. E. et al.—Astrophys. J., 1972, v. 175, p. 217.
6. Lohsen E.—Nature, 1975, v. 258, p. 688.
7. Manchester R. N., Newton L. N., Goss W. M., Hamilton P. A.—Mon. Not. R. Astron. Soc., 1978, v. 184, p. 35.

совсем так, что вряд ли удивительно, если учесть трудности анализа данных (при обработке данных частотный шум вносит неопределенность при отделении частоты после сбоя от шумовых флуктуаций⁴⁷) и сугубую упрощенность двухкомпонентной модели (связь коры с сердцевинной характеризуется одним временем релаксации, и не учитываются эффекты пиннинга вихревых нитей). Результаты консервативной интерпретации данных наблюдений убедительно свидетельствуют в пользу существования по крайней мере двух различных частей звезды, для установления равновесия между которыми требуются макроскопические времена. Вместе с тем получаю-

щиеся временные масштабы представляются разумными для взаимодействия коры со сверхтекучей жидкостью.

Андерсон, Шахам и автор продолжают исследование эффектов пиннинга вихревых нитей, уделяя особое внимание вопросу о том, могут ли эти эффекты объяснить как природу «сверхсбоев» у пульсаров в Веле и PSR 1641-45, так и различие значений Q , получающихся для пульсара в Веле после разных сбоев. Мы пришли к выводу, что причина состоит во внезапном отрыве значительного количества вихревых нитей в тех областях звезды, где сила пиннинга максимальна — такое предположение дает надежду объяснить как величину, так и частоту сверхсбоев.

Сильно отличающиеся значения Q (для простой двухкомпонентной модели $Q \approx I_s/I$), наблюдаемые для пульсаров в Крабе и Веле, на первый взгляд порождают предположение, что эти пульсары имеют существенно иные массы и что ни один из них не обладает структурой, ожидаемой для ТВ звезды с массой $1,4 M_\odot$. Альтернативной и, по-видимому, более правдоподобной возможностью является предположение, что у всех пульсаров значения I_s/I более или менее одинаковы, а разные величины Q , получаемые при анализе поведения периодов после сбоев, связаны с различным происхождением сбоев и/или с более сложным поведением после сбоя. Еще одно подтверждение правдоподобности этого последнего предположения связано с недавним анализом зависимости периода от времени, произведенным Дитером и Принстоном для пульсара в Крабе⁴². Они обнаружили, что для пульсара в Крабе и источнике Her X-1 свойства частотных шумов аналогичны: картина спектра — «красный» шум с частотной зависимостью Ω^{-2} без заметной ступеньки. В результате в⁴² сделан такой вывод: либо время, характеризующее связь коры со сверхтекучей жидкостью, меньше одного дня или больше 100 дней (результат, явно противоречащий времени релаксации, равному 4—15 дней, получаемому из данных о поведении периода пульсара в Крабе после сбоев); либо $I_s \ll I_c$ (результат, допустимый для звезды типа ТВ с массой $1,4 M_\odot$, но также противоречащий упрощенной двухкомпонентной модели, подобранной для объяснения поведения периода после сбоя). Таким образом, результаты Бойнтон и Дитера указывают на то, что связь между корой и нейтронной сверхтекучей жидкостью значительно сложнее, чем описываемая двухкомпонентной моделью, и нуждается в более тщательном теоретическом рассмотрении. В то же время наблюдения поведения «шумов» периода пульсирующих рентгеновских источников предоставляют особенно богатую возможность дальнейшего исследования свойств сверхтекучей жидкости в нейтронных звездах⁴⁸.

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В течение 70-х годов мы многое узнали о нейтронных звездах в результате открытия и изучения пульсирующих рентгеновских источников и барстеров, а также из дальнейших наблюдений микросбоев периодов пульсаров. Теперь появилась возможность запланировать измерения и развить теорию с целью достижения фундаментального понимания нейтронных звезд. Дальнейшие исследования временной зависимости периода компактных рентгеновских источников не только обещают предоставить ценную информацию о свойствах и внутреннем строении нейтронных звезд, но и открывают также заманчивую идею сделать определенные заключения как о сверхтекучести адронов, так и о справедливости некоторых современных моделей адрон-адронного взаимодействия в нейтронных звездах. Таким образом, использование компактных рентгеновских источников в качестве космической лаборатории для изучения адронного вещества

в экстремальных условиях — вполне реальная возможность для 80-х годов. Будем надеяться, что запуск спутника, предназначенного для временных и широкополосных спектроскопических исследований рентгеновских звезд, позволит еще до середины настоящего десятилетия превратить эту возможность в действительность.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Pines D., Shaham J., Ruderman M.— In: *Physics of Dense Matter: IAU Symp. No. 53, 1972/Ed. C. J. Hansen.*— Dordrecht: Reidel: 1973.— P. 189.
2. Baum G., Pethick C. J., Pines D., Ruderman M.— *Nature*, 1969, v. 224, p. 872.
3. Первыми были открыты с помощью спутника «Ухуру» два двойных пульсирующих источника: Centaurus X-3 (Schreier E. J., Levinson R., Gursky H., Kellogg E., Tananbaum H., Giacconi R.— *Astrophys. J.*, 1972, v. 172, p. L79.) с орбитальным периодом 2,087 дня и периодом вращения, т. е. периодом пульсара 4,84 с и Hercules X-1 (Tananbaum H., Gursky H., Kellogg E. M., Levinson R., Schreier E., Giacconi R.— *Astrophys. J.*, 1972, v. 174, p. L143.) с орбитальным периодом 1,7 дня и периодом вращения 1,24 с. Теоретические расчеты, с большой степенью вероятности свидетельствующие о том, что эти источники — нейтронные звезды, магнитные оси которых образуют значительный угол с осями их вращения, были независимо проделаны: K. Davidson, J. E. Ostriker (*Astrophys. J.*, 1973, v. 179, p. 585), J. E. Pringle, M. J. Rees (*Astron. and Astrophys.*, 1972, v. 21, p. 18), F. K. Lamb, C. J. Pethick, D. Pines (см.: Pines D., Pethick C. J.; Lamb F. K.— In: *Proc. of 6th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics (1972)* — *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, 1973, v. 224, p. 237).
4. Последние обзоры: Bahcall J.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1978, v. 16, p. 241; Rappaport S.— In: *Compact Galactic X-ray Sources/Ed. F. K. Lamb, D. Pines — Urbana, IL.: Physics Dept UIUC, 1979.*— P. 181.
5. Trümper J., Pietsch W., Reppin C., Voges W., Staubert R., Kendziorra E.— *Astrophys. J.*, 1978, v. 219, p. L105.
6. Ghosh P., Lamb F. K.— *Ibid.*, v. 234 (in the press).
7. Lamb F. K., Pines D., Shaham J.— *Ibid.*, 1978, v. 224, p. 969, v. 225, p. 582.
8. Первый рентгеновский барстер (3U1820-30) был обнаружен со спутника ANS (Grindlay J., Gursky H., Schnopper H., Parsignault D. R., Heise J., Brinkman A. C., Schruver J.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 205, p. L127).
Последние обзоры наблюдений и теоретических исследований, посвященных рентгеновским барстерам: Lewin W. H. G.— In: *Proc. of IAU/COSPAR Mtg. Innsbruck, Austria, 1978.*— *Adv. Space Exploration*, v. 3, (to be published); Lamb D. Q., Lamb F. K.— *Proc. of 8th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 1976* — *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, 1977, v. 302, p. 261; Lewin W. H. G., Clark G.— In: *Proc. of 9th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, 1978.*— *Ann. N.Y. Acad. Sci.* (to be published); Joss P. C.— In: *Compact Galactic X-ray Sources/Ed. F. K. Lamb, D. Pines.*— Urbana, IL.: Physics, Dept. UIUC, 1979.— P. 89.
9. Van Paradijs J.— *Nature*, 1978, v. 274, p. 650.
Swank J. H., Eardley D., Serlemitsos P. J.— Submitted to *Astrophys. J.*, 1979.
10. Van Riper K., Lamb D. G. (in preparation); Soyeur M.— These Proceedings!
11. Taylor J. H., Manchester R. N.— *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1977, v. 15, p. 19.
Downs A. S.— *IAU Tel. Circ. 3274 (1978).*
12. Manchester R. N., Newton L. N., Goss W. M., Hamilton P. A.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1978, v. 184, p. 35.
13. См. обзор: Baum G., Pethick C. J.— *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, 1975, v. 25, p. 27.
14. Pandharipande V. R., Wiringa R.— *Rev. Mod. Phys.*, 1979, v. 51 (in the press).
Rho M.— These Proceedings.
15. Pandharipande V. R., Pines D., Smith R. A.— *Astrophys.*, 1976, v. 208, p. 550.
16. Вычисления для основного состояния ядерного вещества с помощью потенциала Райда см.: Pandharipande V. R.— *Nucl. Phys. Ser. A*, 1971, v. 178, p. 123.

17. Pandharipande V. R., Smith R. A.— *Ibid.*, 1975, v. 237, p. 507.
18. Последний обзор: Baym G. In: Proc. of the Inter. Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure/Ed. M. P. Locher.— Zurich, Birk hauser, 1978.— P. 309.
19. Migdal A. B.— *Rev. Mod. Phys.*, 1978, v. 50, p. 107.
Grown G. F., Weise W.— *Phys. Repts*, 1976, v. 27C, p. 1.
20. Baym G., Pethick C. J.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1979, v. 17, (in press).
21. Hartle J. B.— *Phys. Rept.*, 1978, v. 46, p. 201.
22. Bohr A., Mottelson B., Pines D.— *Phys. Rev.*, 1958, v. 110, p. 936.
23. Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R.— *Ibid.*, 1957, v. 108, p. 1175.
24. Гинзбург В. Л., Киржниц Д. А.— *ЖЭТФ*, 1964, т. 47, с. 2006.
25. Pines D. In: Proc. of 12th Intern. Conference on Low Temperature Physics 1970/Ed. E. Konda. Tokyo, Kaigeku, 1971.— P. 7.
26. Alpar M. A.— *Astrophys. J.*, 1977, v. 213, p. 527;
Anderson P. W., Pines D., Shaham J.— (In preparation).
27. Hoffberg M., Glassgold A. E., Richardson A. W., Ruderman M.— *Phys. Rev. Lett.*, 1970, v. 24, p. 775.
28. Bay G., Pethick C. J., Pines D.— *Nature*, 1969, v. 224, p. 673.
29. Ткаченко В. К.— *ЖЭТФ*, 1966, т. 50, с. 1573.
30. Lamb F. K., Pethick C. J., Pines D.— *Astrophys. J.*, 1973, v. 184, p. 271.
31. Pringle J. E., Rees M. J.— *Astron. and Astrophys.*, 1972, v. 21, p. 1.
32. Ghosh P., Lamb F. K.— *Astrophys. J.*, 1978, Bd v. 223, p. L83, v. 232 (in press).
33. Giacconi R.— In: *Astrophysics and Gravitation: Proc. of the 16th Solvay Conference. Bruxelles, 1974.*
Fabbiano G., Schreier E. J.— *Astrophys J.*, 1977, v. 214, p. 235.
Becker R. H., Rothschild R. E., Boldt E. A., Holt S., Pravdo S., Serlemitsos P. J., Swank J. H.— *Ibid.*, 1978, v. 219, p. 585.
34. Middleditch J., Nelson J.— *Ibid.*, 1976, v. 208, p. 567.
См. также: Bahcall J., Chester T.— *Ibid*, 1977, v. 215, p. 121.
35. Taylor J. H., Fowler L. A., McCulloch P. M.— *Nature*, 1979, v. 227, p. 437.
36. Swank J. H., Becker R. H., Boldt E. A., Holt S. S., Pravdo S. H., Serlemitsos P. J.— *Astrophys J.*, 1977, v. 212, p. L73. Hoffman J. A., Lewin W. H. C., Doty J.— *Ibid.*, 1977, v. 217, p. L23.
37. Ruderman M. A.— *Nature*, 1969, v. 223, p. 597.
38. Baym G., Pines D.— *Ann. Phys.*, 1972, v. 66, p. 816.
39. Pines D., Shaham J.— *Nature* 1974, v. 248, p. 483.
40. Boynton P. In: *Physics and Astrophysics of Black Holes and Neutron Stars/Ed. R. Giacconi, R. Ruffini — Amsterdam: North-Holland, 1978.*
41. Lamb D. Q., Lamb F. K., Pines D., Shaham J. *Astrophys. J.*, 1975, v. 198, p. L21.
42. Boynton P., Deeter J.— In: *Compact Galactic X-ray Sources/Ed. F. K. Lamb, D. Pines — Urbana IL. (Physics Dept., UIUC, 1979).*— P. 168.
43. Wheaton W. A., Howie S., Goldman A., Cooke B. A., Lewin W. H. C.— *Bull. AAS*, 1978, v. 10, p. 506; preprint (1979).
44. Ruderman M.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1972, v. 10, p. 427.
45. Lamb D. Q.— *Symp. on Forty Years of Stellar Energy. Suny, Stonybrook, 1979.*
46. Anderson P. W., Pines D., Ruderman M., Shaham J.— *J. Low Temp. Phys.*, 1978, v. 90, p. 839.
47. Groth E. P.— *Astrophys. J. Supp.*, 1975, v. 29, p. 431.
48. Lamb F. K.— *Цит. в* ⁴² *сб.*— P. 143.